PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 15. 1. August 1907. Redaktionsschluß für No. 16 am 5. August 1907. 8. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

L. Meitner, Über die Zerstreuung der α-Strahlen. S. 489.

G. Costanzo u. C. Negro, Über die durch die Blätter der Pflanzen hervorgerufene Ionisation. S. 491.

W. Eickhoff, Über Messung des Funkenwiderstands in Kondensatorkreisen. S. 494.

W. Eickhoff, Über Messungen an unterteilten Funkenstrecken. S. 497.

H. R. v. Traubenberg u. W. Hahnemann, Untersuchungen der Dämpfung von Funkenstrecken in Schwingungskreisen der Hochfrequenztechnik. S. 498.

J. Radakovits, Über eine Beziehung zwischen Wärmeleitung und Thomson-Effekt. S. 505.

E. Waetzmann, Einfache Methode zur annähernden Bestimmung von Trägheitsmomenten. S. 506.

R. Girtler, Über ein Problem der Elastizitätstheorie. S. 507.

R. v. Mises, Über die H. Lorenzsche Theorie der Kreiselräder. S. 509.

H. Lorenz, Zur Theorie der Kreiselräder. S. 510.

E. Rosenthal, Über die Fortpflanzung der langen Erdbebenwellen. S. 510.

P. Rohland, Über das Gesetz von Dulong-Petit. S. 512.

E. Bose, Für und wider die Emulsionsnatur der kristallinischen Flüssigkeiten. S. 513.

R. W. Wood, Ein einfaches Wassergebläse zum Betriebe von Gebläselampen. S. 517.

R. W. Wood, Die Temperaturstrahlung des Joddampfes. S. 517.

C. Fritsch, Über ultraviolettes Licht durchlassende Gläser. S. 518.

Besprechungen:

E. Grimsehl, Experimentelle Einführung der elektromagnetischen Einheiten. S. 519.

A. Findlay, Einführung in die Phasenlehre und ihre Anwendungen. S. 519.

K. Roesen, Lehrbuch der Physik. S. 519.

B. Weinstein, Die philosophischen Grundlagen der Wissenschaften. S. 520.

Tagesereignisse. S. 520.

Personalien. S. 520.

Gesuche. S. 520.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die Zerstreuung der α-Strahlen.

Von Lise Meitner.

Die zuerst von Frau Curie beobachtete Tatsache, daß die Reihenfolge der in den Gang der α-Strahlen gestellten Metallschirme auf die hinter ihnen auftretende Ionisation einen Einfluß habe, wurde seither von verschiedenen Forschern bestätigt; doch weichen dieselben in ihren Erklärungsversuchen dieser Erscheinung beträchtlich voneinander ab. Während B. Kučera und B. Mašek[1]) die Annahme machen, daß die α-Strahlen beim Durchgang durch Metallschichten diffus zerstreut werden, eine Annahme, die in der Beobachtung E. Rutherfords[2]), daß α-Strahlen beim Passieren von Glimmer merklich abgelenkt wurden, eine starke Stütze findet, lehnt W. H. Bragg[3]) diese Erklärungsweise ab und will die Erscheinung der veränderten Absorption bei Vertauschung der Schirme bloß aus dem Umstand erklären, daß die „Reichweite" der α-Partikel nach dem Passieren der Schirme durch die Vertauschung verändert wird.

Die nachfolgenden Versuche scheinen nun diese Frage dahin zu entscheiden, daß jedenfalls eine Zerstreuung der α-Strahlen beim Durchgang durch Metallschichten stattfindet.

Die Versuche stützen sich auf folgende Tatsachen:

Wenn α-Strahlen einer und derselben Geschwindigkeit durch zwei vollkommen kongruente und genau vertikal übereinander befindliche Blenden, wie sie zuerst von Bragg und Kleeman[1]) angewendet wurden, hindurchgehen, wobei die Platte der oberen Blende der unteren zugekehrt ist, so können in den Raum über den Blenden nur jene Strahlen gelangen, die von beiden Blenden durchgelassen werden. Da die durch die erste Blende austretenden Strahlen nicht genau achsenparallel sind, sondern nach den weiter unten angegebenen Dimensionen der Blenden einen räumlichen Winkel von etwa 9° erfüllen, so läßt die zweite Blende nur einen Teil der aus der ersten kommenden Strahlen hindurch, dessen Größe natürlich von der Entfernung der Blenden abhängt. Mißt man einmal den Entladungsstrom $\mathcal{J}$ bei Benutzung einer Blende, dann bei Benutzung beider Blenden, so wird der Strom im ersten Fall stärker sein als im zweiten. Das Verhältnis der beiden Stromintensitäten $\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$ muß bei konstanter Entfernung der Blenden, wenn keine Zerstreuung der Strahlen stattfindet, konstant sein. Legt man über die erste Blende eine Metallfolie, so werden wegen der Absorption der Strahlen $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_2$ kleinere Werte haben, als wenn bei derselben Distanz der Blenden sich nur Luft zwischen denselben befände, das Verhältnis $\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$ aber möchte ungeändert bleiben. Wenn aber die α-Strahlen beim Durchgang durch die Metallschichten eine Zerstreuung erfahren, so wird sich durch das Einschieben des Metallblattes das Verhältnis $\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$ ändern. In welchem Sinne diese Änderung eintreten muß, läßt sich aus einfachen

1) Diese Zeitschr. 7, 650—654, 1906.
2) Phil. Mag. 12, 134, 1906.
3) Phil. Mag. 507—517, 1907.

1) Phil. Mag. 8, 726, 1904.

geometrischen Erwägungen entscheiden. Man kann leicht zeigen, daß es wesentlich von der Entfernung der beiden Blenden abhängt, ob durch Einschieben der Metalle das Verhältnis $\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$ vergrößert oder verkleinert wird.

I. Die Entfernung der beiden Blenden sei gleich ihrer eigenen Länge.

Die nachstehende schematische Zeichnung wird die folgenden Überlegungen verständlich machen. In der Zeichnung sind die tatsächlichen Verhältnisse nur so weit berücksichtigt als sie wesentlich sind, nämlich abgesehen von der gegenseitigen Distanz der Blenden, noch der Umstand, daß die Entfernung zweier Öffnungen ungefähr gleich dem Radius der Öffnungen war.

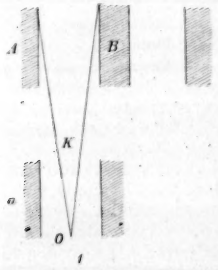

Fig. 1.

a stelle eine Öffnung der unteren Blende, A und B solche der oberen dar. Vom Punkte O aus gelangt durch die beiden Blenden der Strahlenkegel K in den Außenraum. Kein von a kommender Strahl kann bei den gewählten Verhältnissen durch nebenliegende Öffnungen der zweiten Blende, etwa durch B austreten. Wird nun über a eine Metallfolie gelegt und dadurch eine Zerstreuung der Strahlen hervorgerufen, so wird der durch beide Blenden austretende Strahlenkegel K unbedingt verringert; denn durch A treten jetzt weniger Strahlen wie früher und durch nebenliegende Öffnungen können, wie sich aus Ähnlichkeitsbeziehungen sofort ergibt, auch jetzt keine Strahlen in den Außenraum gelangen. Dieselben Überlegungen gelten natürlich für alle Punkte der Öffnung a.

II. Die Entfernung der beiden Blenden betrage das Doppelte ihrer eigenen Länge.

Ist nur Luft zwischen den beiden Blenden, so gelangt von O aus der Kegel K durch die Öffnung A und der Hohlkegel H durch die A anliegenden Öffnungen in den Außenraum. Werden nun die Strahlen durch eine über a gelegte Metallfolie zerstreut, so verringert sich zwar wieder der durch A austretende Strahlenkegel K, dagegen vergrößert sich der Hohlkegel H und es berechnet sich leicht, daß diese Vergrößerung die Verkleinerung des Vollkegels übertrifft. Außerdem können auch Strahlen des Vollkegels K durch B austreten, sobald die Zerstreuung wenigstens $2^0 8'$ beträgt. Nun fand Rutherford, daß α-Strahlen beim Durchgang durch eine Glimmerplatte von 0,003 cm Dicke eine Ablenkung von 2^0 erfuhren, andere vermutlich noch stärker abgelenkt wurden. Auf jeden Fall wird hier die Menge der in den Außenraum gelangenden Strahlen durch das Einschieben der Metallschichten vergrößert und bei nicht zu starker Ablenkung um so mehr, je größer die Zerstreuung ist.

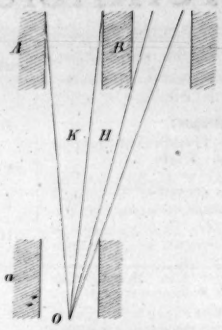

Fig. 2.

Wenn also eine Zerstreuung stattfindet, so muß im Falle I durch das Auflegen der Metallfolien der Quotient $\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$ vergrößert, im Falle II verkleinert werden.

Diese Überlegungen haben die Versuche vollauf bestätigt.

Die Meßmethode war dieselbe, die St. Meyer und E. v. Schweidler wiederholt angewendet haben. Die Versuche wurden an Blechen, die von Aktinium induziert waren, angestellt. Diese senden α-Strahlen einer Geschwindigkeit aus und die β-Stahlung beträgt nur 1 Proz. der Gesamtstrahlung. Die Dicke der verwendeten Metallfolien war außerdem immer so klein, daß die β-Strahlen fast ungeändert hindurchgingen und demnach auf die Erscheinungen keinen nennenswerten Einfluß haben konnten. Die Blenden wurden unmittelbar auf das induzierte Blech gestellt. Jede Blende bestand aus einer kreisrunden Messingplatte von 1,5 mm Dicke und 5 cm Durchmesser. Aus dieser war eine kreisförmige Öffnung von 2 cm Durchmesser ausgebohrt. In die Öffnung war ein Messingrohr von 1 cm Länge und 1,9 cm innerem Durchmesser eingelötet. Dieses Rohr war ganz ausgefüllt von achsenparallelen Messingröhrchen, deren innerer Durchmesser 1,5 mm betrug. Um die Blenden möglichst

genau kongruent zu erhalten, wurden die Messingröhrchen mit ihren beiden Enden in den zwei Blenden festgelötet; die untere Blende trug zwei Messingstäbchen, die obere zwei entsprechende Führungshülsen, so daß die beiden Blenden zwar voneinander entfernt, aber nicht gegeneinander gedreht werden konnten. Nachdem die gegenseitige Lage der Blenden derart fixiert war, wurden erst die Messingröhrchen durchgeschnitten. Damit war erreicht, daß die Öffnungen der oberen Blende genau vertikal über den entsprechenden Öffnungen der unteren zu liegen kommen.

Die Halbierungskonstante der Aktiniuminduktion wurde mit 36 Minuten angenommen und zwar 10 Minuten nach Herausnahme des Bleches.

I. Die Entfernung der Blenden betrug 1 cm. Die Metallfolien wurden über die erste Blende gelegt. Statt des Quotienten $\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$ ist im folgenden die Differenz der Logarithmen, $\Delta = \log \mathcal{J}_1 - \log \mathcal{J}_2$ angegeben und zwar immer auf Luft bezogen, da es sich ja nur darum handelt, die Abweichungen von dem für Luft geltenden Werte festzustellen.

Vor jeder Messung wurde eine Isolationsprobe gemacht und die entsprechende Korrektur an den Resultaten angebracht.

Zwischenschicht	$\Delta = \log \mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$	Dicke der Schicht in mm
Luft	1	—
Stanniol	1,1543	$1 \cdot 10^{-2}$
Kupfer	1,2826	$9{,}6 \cdot 10^{-3}$
Silber	1,1269	$3 \cdot 10^{-3}$
Platin	1,0898	$4{,}48 \cdot 10^{-3}$

Es zeigt sich bei allen Metallfolien die vorausgesagte Zunahme der Größe Δ. Da die Dicken der benutzten Metallblätter stark voneinander abweichen, wie die obigen Zahlen zeigen, so läßt sich aus den Messungen kein strenger Schluß auf die Abhängigkeit der Zerstreuung vom Atomgewicht ziehen. Immerhin scheint die Zerstreuung mit dem Atomgewicht zuzunehmen.

II. Die Distanz der Blenden betrug 2 cm. Die Metallblätter lagen unmittelbar über der ersten Blende. Die Resultate sind wieder auf Luft bezogen.

Zwischenschicht	$\Delta = \log \mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$	Dicke der Schichten in mm
Luft	1	—
Aluminium	0,9200	$8 \cdot 10^{-3}$
Stanniol	0,8794	$1 \cdot 10^{-2}$
Gold	0,8307	$2{,}16 \cdot 10^{-3}$

Die erhaltenen Zahlenwerte stehen in voller Übereinstimmung mit den vorstehenden Auseinandersetzungen. Das Verhältnis $\mathcal{J}_1/\mathcal{J}_2$ wird in diesem Fall durch das Einschieben der Metallfolien verkleinert, und zwar um so mehr je größer das Atomgewicht ist. Daraus ließe sich wieder schließen, daß die Zerstreuung der α-Strahlen mit dem Atomgewicht wächst.

Es ergibt sich demnach, daß die von Kučera und Mašek angenommene Zerstreuung der α-Strahlen beim Durchgang durch Metalle wirklich vorhanden ist. Sie ist für die verschiedenen Metalle verschieden und scheint mit dem Atomgewicht jedenfalls zuzunehmen.

Wien, Juni 1907.

(Eingegangen 29. Juni 1907.)

Über die durch die Blätter der Pflanzen hervorgerufene Ionisation.

Von G. Costanzo und C. Negro.

Einige oberflächlich ausgeführte Versuche hatten uns gezeigt, daß Pflanzenblätter in den Schutzzylinder eines der Elektroskope, wie sie für radioaktive Untersuchungen angewendet werden, eingebracht die in diesem Zylinder enthaltene Luft zuweilen besser leitend machten. Dies führte uns dazu, eine genauere Untersuchung der Erscheinung zu unternehmen. Obgleich es sich nun aller Wahrscheinlichkeit nach hierbei um eine allgemeine Eigenschaft handelt, so haben wir uns doch einstweilen auf eine Untersuchungsreihe mit Zedernnadeln beschränkt, und zwar speziell auf Nadeln von Cedrus Deodara.

Als Meßapparat benutzten wir den von Schmidt angegebenen[1]), der aus zwei Metallkammern übereinander besteht, die beide luftdicht verschlossen sind. Die obere dieser Kammern ist zur Aufnahme des zu untersuchenden Körpers bestimmt (Untersuchungsgefäß) und schließt den Zerstreuungskörper ein. Die untere Kammer enthält ein Aluminiumblättchen, das mit seinem oberen Ende an ein Metallstäbchen angeklebt ist, welches seinerseits durch Bernstein elektrisch isoliert ist. Die Ablenkungen des Blättchens werden mittels eines Mikroskops mit Mikrometermaßstab abgelesen. Dieses Mikroskop steht einem in der unteren Kammer angebrachten Fenster gegenüber. Als Einstellungsmarke dient ein in passender Weise an das Aluminiumblättchen an einer Stelle angekitteter Quarzfaden. Für Untersuchungen an festen Körpern ist der Zerstreuungskörper napfartig ausgebildet und zur Aufnahme der zu untersuchenden Substanz bestimmt.

Wir haben dieses Näpfchen nur bei den ersten Versuchen benutzt. Späterhin haben wir es vorgezogen, die Zedernnadeln auf den Boden des Untersuchungsgefäßes zu legen, damit sie

1) Diese Zeitschr. **6**, 561, 1905.

nämlich nicht die Kapazitätsänderungen des Zerstreuungskörpers beeinflußten, denen man begegnen würde, wenn man die Nadeln in den Becher legen würde. In der vorliegenden Mitteilung werden nur diese letzteren Versuche berücksichtigt.

Die Temperatur der Umgebung hielt sich bei unseren sämtlichen Beobachtungen beständig zwischen 21° und 24°. Als Zeiteinheit für die Beobachtungen haben wir nach verschiedenen Versuchen fünf Minuten gewählt. Die Ladung des Elektroskops war immer negativ. Wir untersuchten jedesmal zuerst die Geschwindigkeit der spontanen Entladung, um sie hernach mit der nach Einbringung der Zedernnadeln erhaltenen Entladungsgeschwindigkeit zu vergleichen. Der für die spontane Entladung gefundene Wert war — in einer und derselben Beobachtungsreihe — nahezu konstant, und wir werden deshalb den dafür erhaltenen Mittelwert angeben.

28. Mai. Nach Aufladung des Elektrometers wurde die spontane Zerstreuung gemessen, und es ergab sich zwischen $8^h\,0$ und $8^h\,30'$ a. m. eine mittlere Zerstreuung von 0,1 Volt in je 5 Minuten.

Wir brachten nun 5 Gramm Zedernnadeln in den Apparat ein. Die Nadeln waren kurz zuvor von der Nordseite des Baumes in zwei Meter Höhe über dem Erdboden gepflückt worden und waren sämtlich junge Nadeln. Wir machten die nachstehenden Ablesungen:

Zeit	Volt	Spannungsverlust in Volt	Spannungsverlust in je 5 Minuten in Volt
$8^h\,42'$ a. m.	343,0		
$8^h\,47'$ „ „	340,0	3,0	3,0
$8^h\,52'$ „ „	338,3	1,7	1,7
$8^h\,57'$ „ „	336,6	1,7	1,7
$9^h\,2'$ „ „	335,6	1,0	1,0
$9^h\,7'$ „ „	334,7	0,9	0,9
$9^h\,12'$ „ „	333,7	1,0	1,0
$9^h\,27'$ „ „	331,0	2,7	0,9
$9^h\,52'$ „ „	327,8	3,2	0,6

Wir setzten dann die Beobachtungen in noch größeren Zeitabständen fort und fanden, daß die Zerstreuung immer geringer wurde und um $5^h\,48'$ p. m., also neun Stunden nach der Einführung der Nadeln in den Apparat, den Wert der spontanen Zerstreuung, nämlich 0,1 Volt in 5 Minuten, erreichte.

Wie ersichtlich, kann man einer Spitzenwirkung der Nadeln keinen unmittelbaren Einfluß auf die Zerstreuung zuschreiben. Wäre nämlich ein solcher vorhanden gewesen, so hätten wir niemals den Wert für die spontane Zerstreuung erreichen können.

31. Mai. Wir liessen die am 28. Mai eingebrachten Nadeln im Apparat, um seine spontane Zerstreuung zu untersuchen, nachdem wir gesehen hatten, daß diese Nadeln bereits um $5^h\,48'$ p. m. jenes Tages jegliches Ionisierungsvermögen verloren hatten, und daß sie sich bei Beobachtungen, die tags darauf, also am 29. Mai, angestellt wurden, tatsächlich inaktiv verhalten hatten. Der mittlere Spannungsverlust des Elektrometers betrug zwischen $8^h\,20'$ a. m. und 9^h a. m. 0,2 Volt in je 5 Minuten.

Wir führten darauf 5 Gramm Nadeln wie bisher ein, die frisch von der Nordseite des Baumes gepflückt und noch jung waren, und erhielten nunmehr die nachstehenden Werte:

Zeit	Volt	Spannungsverlust in Volt	Spannungsverlust in je 5 Minuten in Volt
$9^h\,7'$ a. m.	357,4		
$9^h\,12'$ „ „	353,7	3,7	3,7
$9^h\,17'$ „ „	351,8	1,9	1,9
$9^h\,22'$ „ „	350,3	1,5	1,5
$9^h\,27'$ „ „	348,4	1,9	1,9
$9^h\,32'$ „ „	346,8	1,6	1,6
$9^h\,37'$ „ „	345,1	1,7	1,7
$9^h\,42'$ „ „	343,6	1,5	1,5
$9^h\,47'$ „ „	342,4	1,2	1,2
$9^h\,57'$ „ „	340,0	2,4	1,2
$11^h\,37'$ „ „	324,9	15,1	0,7
$1^h\,7'$ p. „	315,6	9,3	0,5

10. Juni. Wir maßen mit vollkommen leerem Untersuchungsgefäß die spontane Zerstreuung und erhielten im Mittel zwischen $8^h\,13'$ a. m. und $8^h\,43'$ a. m. einen Spannungsabfall von 0,5 Volt in je 5 Minuten.

Wir brachten dann wie gewöhnlich 5 Gramm Zedernnadeln ein, und zwar suchten wir die allerjüngsten aus; sie waren wieder auf der Nordseite des Baumes gepflückt worden. Wir erhielten:

Zeit	Volt	Spannungsverlust in Volt	Spannungsverlust in je 5 Minuten in Volt
$8^h\,48'$ a. m.	344,9		
$8^h\,53'$ „ „	342,8	2,1	2,1
$8^h\,58'$ „ „	341,7	1,1	1,1
$9^h\,3'$ „ „	340,9	0,8	0,8
$9^h\,8'$ „ „	340,2	0,7	0,7
$9^h\,13'$ „ „	339,7	0,5	0,5

11. Juni. Zur Prüfung der spontanen Zerstreuung ließen wir wieder die am vorangegangenen Tage eingebrachten und bereits inaktiv gewordenen Nadeln im Untersuchungsgefäß. Wir erhielten dann zwischen $8^h\,15'$ a. m. und $8^h\,45'$ a. m. eine mittlere Zerstreuung von 0,4 Volt in je 5 Minuten.

Wir führten nun unter gleichen Verhältnissen wie tags zuvor die Nadeln in den Apparat ein und erhielten:

Zeit	Volt	Spannungsverlust in Volt	Spannungsverlust in je 5 Minuten in Volt
$9^h\,3'$ a. m.	351,8		
$9^h\,8'$ „ „	347,4	4,4	4,4
$9^h\,18'$ „ „	343,0	4,4	2,2
$9^h\,23'$ „ „	341,4	1,6	1,6
$9^h\,28'$ „ „	340,3	1,1	1,1

12. Juni. Bei der Untersuchung der normalen Zerstreuung des Apparates wurden die tags zuvor in das Untersuchungsgefäß eingebrachten Nadeln darin belassen. Es ergab sich zwischen $8^h\,15'$ a. m. und $8^h\,45'$ a. m. für die normale Zerstreuung im Mittel 0,2 Volt in je 5 Minuten.

Wir brachten nun die Nadeln ein, die aber dieses Mal unter sonst gleichen Verhältnissen von der Südseite des Baumes gepflückt waren, und erhielten:

Zeit	Volt	Spannungsverlust in Volt	Spannungsverlust in je 5 Minuten in Volt
$8^h\,53'$ a. m.	346,2		
$8^h\,58'$ „ „	343,3	2,9	2,9
$9^h\,3'$ „ „	342,4	0,9	0,9
$9^h\,8'$ „ „	341,7	0,7	0,7
$9^h\,13'$ „ „	341,2	0,5	0,5
$9^h\,18'$ „ „	340,8	0,4	0,4
$9^h\,23'$ „ „	340,5	0,3	0,3
$9^h\,28'$ „ „	340,3	0,2	0,2

Wie ersichtlich, wurde in 35 Minuten der Wert der normalen Zerstreuung erreicht; in dieser Zeit verschwand also jegliche Spur einer Radioaktivität.

Wir geben nun in Figur 1 die Kurven für die Zerstreuung wieder, wie wir sie aus den vorstehend mitgeteilten Tabellen gewonnen haben. Bei einem einfachen flüchtigen Blick auf diese Kurven bemerkt man, daß ihr Verlauf ziemlich regelmäßig und gleichförmig ist. Man bemerkt, daß sie sich schnell der Abszissenachse zu nähern beginnen, und dies sagt uns aus, daß die Radioaktivität der Nadeln in der ersten Zeit sehr rasch abnimmt. Diese Periode des schnellen Abfalls finden wir bei allen Versuchen in den ersten fünf Minuten.

Im weiteren Verlauf nähern sich die Kurven zwar weiter der Abszissenachse, indessen nehmen ihre Ordinaten nicht mehr mit der anfänglichen Geschwindigkeit ab. Dieser zweite Abschnitt dauert immer 15 Minuten und in einigen Fällen, unter noch nicht ganz bestimmten Verhältnissen, bis zu 50 Minuten. Im dritten Abschnitt werden die Kurven entweder parallel zur Abszissenachse, ein Zeichen für die vollständige Abwesenheit jeder Radioaktivität, oder sie nähern sich asymptotisch der Abszissenachse.

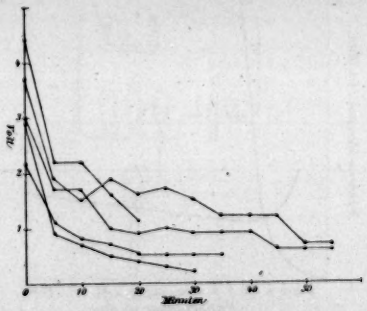

Fig. 1.

Besondere Beachtung verdient ein Umstand, dem wir beständig begegnet sind, der Umstand nämlich, daß die Zerstreuung in den ersten 5 Minuten doppelt so groß ist wie die in den nächstfolgenden 5 Minuten beobachtete. Die Beobachtungsreihe vom 12. Juni weicht von dieser Regel ein wenig ab; hier ist nämlich die Zerstreuung in den ersten 5 Minuten dreimal so groß wie die in den nächstfolgenden 5 Minuten erhaltene.

Bilden wir das Mittel aus den Beobachtungen in den aufeinander folgenden zu 5 Minuten angenommenen Zeiteinheiten, so erhalten wir die Reihe der mittleren Spannungsverluste in Volt. Für diese Reihe ergibt sich:

3,2; 1,6; 1,4; 1,1; 0,9; 1,0; 0,8; 1,0; 1,0; 0,9; 0,6; 0,6.

Aus diesen Werten erhält man die in Figur 2 dargestellte Kurven. Diese sucht

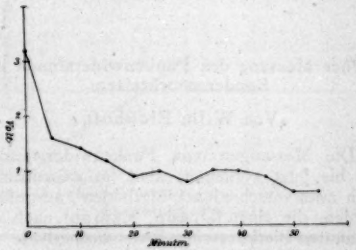

Fig. 2.

sich, wie man sieht, den Kurven zu nähern, welche man für die Erscheinungen der mitgeteilten Radioaktivität erhält. Von diesen Erscheinungen aus werden wir nun aber zu einer anderen Überlegung geführt: Bekanntlich absorbiert ein Körper, der eine gewisse Zeitlang auf einem negativen Potential gehalten wird, radioaktive Emanation. Wenn nun die Erde und die mit ihr elektrisch leitend verbundenen Körper sich beständig auf einem negativen Potential befinden, wie von vielen Seiten behauptet wird, könnte da nicht die an den Blättern beobachtete Radioaktivität sich auf diese Weise erklären lassen?

Die mitgeteilten Tatsachen lassen sich nicht mit Sicherheit auf Vorgänge zurückführen, die von Änderungen des Feuchtigkeitsgehaltes herrührten, wie sie sich im Untersuchungsgefäß nachweisen ließen. Durch die Einbringung der Blätter werden sich unzweifelhaft die

Feuchtigkeitsverhältnisse ändern, und zwar wird eben die Feuchtigkeit zunehmen. Nun werden wir bei wachsendem Feuchtigkeitsgehalt eine geringere Zerstreuung haben müssen. Übrigens ist der Einwurf nicht stichhaltig, daß durch die Feuchtigkeit eine Schicht kondensierten Dampfes sich auf dem Bernsteinhalter bilden könnte, der sich in dem Untersuchungsgefäß befindet, denn wir haben die Zunahme der Zerstreuung bereits beobachtet, als wir noch den bekannten Apparat von Elster und Geitel benutzten, in welchem der Halter vom Untersuchungsgefäß und vom Schutzzylinder unabhängig ist.

Wir sehen übrigens für jetzt davon ab, eine Hypothese aufzustellen, begnügen uns vielmehr damit, die aus unseren hier mitgeteilten Beobachtungen sich ergebende Tatsache festzustellen, daß die Nadeln von Cedrus Deodara die Luft ionisieren, und daß dieses ihnen zukommende Ionisierungsvermögen schnell verschwindet.

Bologna, Sankt Ludwigs-Gymnasium, im Juni 1907.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. Juni 1907.)

Über Messung des Funkenwiderstands in Kondensatorkreisen.

Von Wilh. Eickhoff.

Die Messungen von Funkenwiderständen, die bis jetzt vorliegen, sind im wesentlichen nach zwei verschiedenen Methoden[1]) ausgeführt worden, die einen (Drude, Rempp) nach der bekannten Bjerknesschen Resonanzmethode, die anderen (Simons, Slaby, Fleming) nach einer von Simons herrührenden Methode.

Nach der ersten Methode (Fig. 1) wird mittels eines Meßkreises (II) und Bolometers oder Thermoelements eine Resonanzkurve des Stromeffekts aufgenommen; aus ihr kann in bekannter Weise[2]) die Dämpfung des Primärkreises I und daraus der Widerstand des Funkens F erhalten werden.

Bei der zweiten Methode ist die Schaltung diejenige von Fig. 2. Die Funkenstrecke, deren Widerstand gemessen werden soll, ist F. Die Ladung des Kondensators C erfolgt über den hohen elektrolytischen Widerstand w. Schlägt bei F_1 ein Funke über, so setzen damit die schnellen Schwingungen ein, bei F einen Funken

1) P. Drude, Ann. d. Phys. **15**, 709, 1904; G. Rempp, Ann. d. Phys. **17**, 627, 1905; K. Simons, Ann. d. Phys. **13**, 1044, 1904; A. Slaby, E.T.Z. 27. X. 04; J. A. Fleming, The principles of electric wave telegraphy 1906. S. 178.

2) Vergleiche J. Zenneck, Elektromagnet. Schwing. u. drahtl. Telegraphy, S. 622.

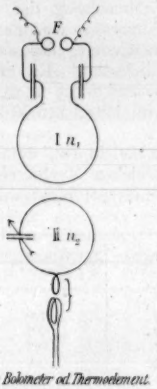

Fig. 1.

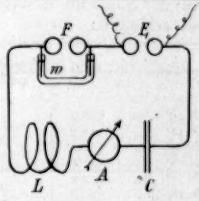

Fig. 2.

bildend, ohne von dem Widerstande w (bei geeigneter Größe desselben) merklich beeinflußt zu werden.[1]) Der Widerstand von F wird mittels Substitution gefunden: ohne im übrigen etwas zu ändern, schaltet man an Stelle von F einen Graphit- oder elektrolytischen Widerstand ein, bis man denselben Ausschlag im Hitzdrahtstrommesser A (Fig. 2) bekommt.

Wie die Ergebnisse der zwei Methoden sich zueinander verhalten, zeigt Fig. 3: die

1) Die Anordnung ist wohl zuerst von Maresca (diese Zeitschr. **4**, 9, 1902) benutzt worden. Er hatte den Funkenwiderstand durch seine Wärmewirkung, nicht durch Substitution bestimmt.

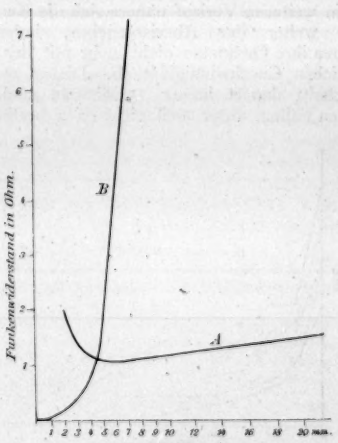

Fig. 3.

Kurve *A* stellt die Resultate von Rempp, Kurve *B* diejenigen von Slaby dar. Beide Kurven beziehen sich auf Kondensatorkreise mit fast denselben Kapazitäten (1000 beziehungsweise 1100 cm) und Kugelhalbmessern (0,75 beziehungsweise 0,85 cm[1]) an der Funkenstrecke. Trotzdem sind nicht nur die absoluten Werte des Funkenwiderstands ganz verschiedene, sondern es zeigt auch die Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von der Funkenlänge einen ganz verschiedenen Charakter. Rempp findet eine Abnahme des Funkenwiderstandes von 2 bis zu ungefähr 6 mm Funkenlänge und dann ein relativ langsames geradliniges Anwachsen des Widerstandes mit zunehmender Funkenlänge.

Im Gegensatze dazu nimmt nach Slaby mit zunehmender Funkenlänge der Widerstand stets zu, anfangs sehr langsam, von 4 bis 5 mm an sehr rasch.

Die große Abweichung der Resultate einerseits, die Tatsache anderseits, daß häufig bald die Resultate der einen, bald diejenigen der andern Methode verwendet und sogar beide als gleichberechtigt nebeneinandergestellt werden[2]), veranlaßte mich zu folgenden Versuchen, die das Verhältnis beider Methoden klarstellen sollen.

Obwohl es wenig wahrscheinlich war, daß Messungsfehler der Grund für die Abweichung sein würden[3]), führte ich zunächst nach beiden Methoden Kontrollmessungen an demselben Kondensatorkreis aus, der ungefähr die Konstanten desjenigen von Fig. 4 besaß: Kapazität = 1050 cm; Kugelradius $F_1 = 1$ cm Kugelradius $F = 0{,}5$ cm. Funkenlänge $F_1 = 1{,}5$ cm. Bei Methode 1 schloß ich mich genau an die Anordnung von Rempp an.

Die Schaltung für Methode 2 (Fig. 2) wurde in der Weise geändert (Fig. 4), daß das Amperemeter seiner dämpfenden Wirkung wegen aus den Schwingungskreis entfernt wurde. Ein lose gekoppelter, geschlossener Kreis mit Bolometer diente zur Messung des Stromeffekts.[1])

Die Messung nach der ersten Methode ergab die Kurve *A* von Fig. 5, diejenige nach

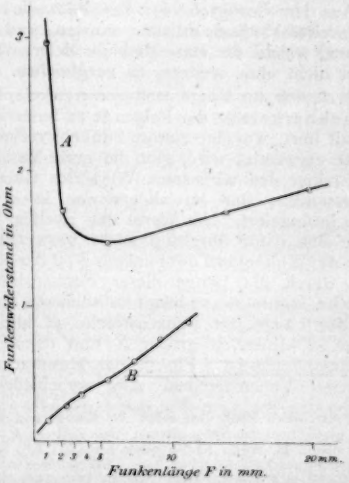

Fig. 5.

der zweiten Methode ausgeführte die Kurve *B* derselben Figur. Die erstere ist in guter Übereinstimmung mit der entsprechenden Kurve von Rempp (Kurve *A*, Fig. 3), die letztere zeigt wenigstens qualitativ einen ähnlichen Charakter wie die entsprechende von Slaby (Kurve *B*, Fig. 3), wenn auch der Wert des Funkenwiderstandes erheblich niedriger liegt.

Der Grund für die Verschiedenheit der Resultate nach beiden Methoden kann demnach nur ein prinzipieller sein. Man sieht ihn unmittelbar, wenn man sich klar macht, unter welchen Bedingungen sich die Funkenstrecke *F*, deren Widerstand bestimmt werden soll, bei beiden Methoden befindet.

Bei der ersten Methode ist die Funkenstrecke *F* allein im Kondensatorkreise; ihre Länge bestimmt zugleich die Spannungs- und (bei vorgegebenem Kondensatorkreise) die Strom-

1) Das Material war verschieden (*Zn* bezw. *Pt*), was einen geringen Unterschied im Funkenwiderstand bedingt.

2) Zum Beispiel J. A. Fleming, The principl. of electr. wave telegr. 1906. S. 178—186.

3) Die nach derselben Methode von Slaby u. Fleming erhaltenen Resultate stimmen wenigstens qualitativ miteinander überein.

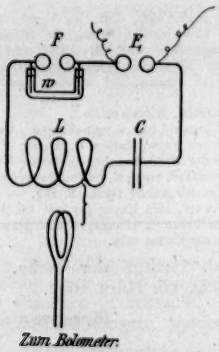

Fig. 4.

1) Vergleiche J. Zenneck, Elektromagnet. Schwing. u. drahtl. Telegr. S. 607.

amplitude. Variiert man also die Funkenlänge, so variiert man dadurch auch die Spannungs- und Stromamplitude.

Bei der zweiten Methode ist die Spannungs- und Stromamplitude bestimmt durch die Länge der Funkenstrecke F_1, also unabhängig von der Funkenstrecke F, deren Widerstand bestimmt werden soll. Wird hier die Länge von F variiert, so bleibt Strom- und Spannungsamplitude in erster Annäherung ungeändert. Man bestimmt also diese Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von der Funkenlänge bei konstanter Stromamplitude.[1])

Aus dem Gesagten folgt: Resultate, die nach der zweiten Methode erhalten wurden, sind mit solchen, welche die erste Methode liefert, überhaupt nicht ohne weiteres zu vergleichen.

Bezüglich der Frage nach der praktischen Brauchbarkeit ist das Folgende zu bemerken: überall dort, wo eine einzige Funkenstrecke im Kreise verwendet wird, gibt die erste Methode unmittelbar den wirksamen Wert des Gesamtwiderstandes, der im allgemeinen in erster Linie interessiert. Die Werte der zweiten Methode sind dafür überhaupt nicht verwendbar. Denn der Widerstand des Funkens F ist durchaus nicht durch die Länge dieser Funkenstrecke allein bedingt, sondern hängt im höchsten Maße von der Länge der Funkenstrecke F_1 ab: er ist um so kleiner, je größer F_1 und damit die Stromamplitude ist. Fig. 6, das Resultat von mehreren Versuchsreihen mit verschiedenen Funkenlängen F_1, illustriert die Verhältnisse: sie zeigt, daß man je nach der Länge F_1 ganz verschiedene Werte des Funkenwiderstandes F erhält.[1])

Dazu kommt noch ein zweiter Punkt. Der Funkenwiderstand hängt bekanntlich[2]) ab von dem Widerstand, der sich sonst noch im Kreise befindet. In der Praxis drückt man diesen Widerstand soweit wie möglich herunter und zwar so weit, daß er gegen den Funkenwiderstand kaum noch in Betracht kommt. Dasselbe war bei den Bestimmungen von Rempp der Fall; also auch in dieser Beziehung sind seine Resultate nach der ersten Methode unmittelbar brauchbar. Es liegt dagegen im Wesen der zweiten Methode, daß sie gerade diesen Fall nicht realisieren kann.[3]) Die Länge der Funkenstrecke F_1 muß stets größer sein als diejenige von F (gleiche Kugelhalbmesser vorausgesetzt), demnach ist auch der Widerstand von F_1 im allgemeinen jedenfalls nicht kleiner als der Widerstand von F. Es ist also stets im Kondensatorkreis ein Widerstand vorhanden, der nicht kleiner ist als der zu bestimmende Widerstand F. Dieser letztere muß deshalb auch von dem Widerstand F_1 sehr stark abhängen: als ich einen zusätzlichen Graphitwiderstand von nur 0,75 Ω in den Kondensatorkreis einschaltete, stieg der Funkenwiderstand F fast auf den doppelten Wert.

Es folgt aus dem Gesagten, daß es durchaus unzulässig ist, aus Resultaten, die nach der zweiten Methode erhalten wurden, unmittelbar Schlüsse für Anordnungen der drahtlosen Telegraphie, bei denen nur eine Funkenstrecke zur Verwendung kommt, zu ziehen.[4])

Für mehrfache Funkenstrecken lassen sich weder die Resultate der ersten, noch diejenigen der zweiten Methode unmittelbar verwenden. Ich gedenke darauf nächstens zurückzukommen.

1) Auf diesen Punkt hat schon W. Kaufmann Maresca gegenüber aufmerksam gemacht (diese Zeitschr. **4**, 161, 1902; ebenso M. Wien Slaby gegenüber „E.T.Z.", 1906, S. 841 und diese Zeitschr. **8**, 10, 1907. Ein weiterer wesentlicher Unterschied besteht darin, daß die Resonanzmethode die gesamte Dämpfung liefert, für die außer dem Funken noch die Energieverluste im Dielektrikum der Kondensatoren, sowie das Sprühen der Kondensatoren in Frage kommt. Der Energieverlust, der durch diese letzte Ursache hervorgerufen wird, kann so groß werden, daß er gegen den Funkenwiderstand in Betracht kommt.

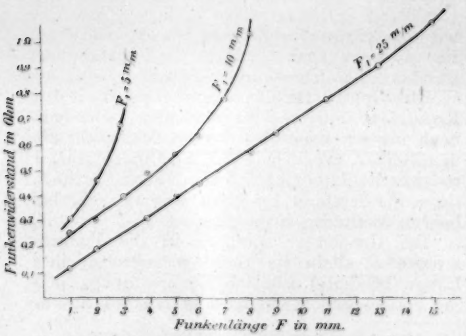

Fig. 6.

1) Daraus ergibt sich, daß eine Angabe über den Widerstand von F zwecklos ist, wenn die Länge von F_1 nicht gleichzeitig angegeben wird. Es ist ein ähnlicher Fall, wie wenn man den Widerstand einer Glühlampe angäbe, ohne die Spannung zu nennen, bei welcher der Widerstand bestimmt wurde.

2) Kaufmann, Rempp.

3) Herr Simons hat vorgeschlagen (Ann. d. Phys. **18**, 1044, 1904) durch Extrapolation zu diesem Fall zu gelangen, spricht aber selbst Bedenken gegen diesen Vorschlag aus.

4) Slaby, E.T.Z. 1904, S. 917; Fleming, The principles of electric wave telegraphy 1906. S. 184. — Handelt es sich andererseits darum, den Energieverlust im Funken von anderen Energieverlusten zu trennen, so kann gerade die Simonssche Methode am Platze sein.

Physikal. Institut der techn. Hochschule, Braunschweig, 26. März 1907.

(Eingegangen 20. Juni 1907.)

Über Messungen an unterteilten Funkenstrecken.

Von W. Eickhoff.

Die Tatsache, daß bei Funkenstrecken von einer gewissen Schlagweite an die Spannung mit zunehmender Funkenlänge verhältnismäßig langsam wächst, veranlaßte bekanntlich zur Teilung der Gesamtspannung in einer Mehrfachfunkenstrecke.

Die Erfahrungen in der Praxis scheinen gezeigt zu haben, daß der beabsichtigte Zweck bei Sendern kleiner Kapazität (einfacher Marconisender bei sehr großen Anfangsspannungen)

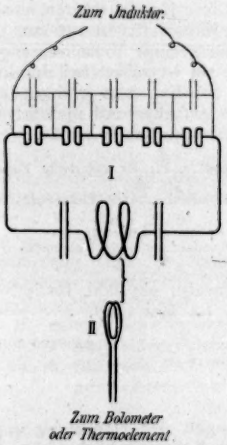

Fig. 1.

tatsächlich erreicht werden kann. Auf der anderen Seite ergaben sie die Zwecklosigkeit der Unterteilung für Kondensatorkreise mit relativ großen Kapazitäten und verhältnismäßig kleinen Anfangsspannungen. Um das Gebiet festzustellen, innerhalb dessen diese Anordnung eine Berechtigung hat, habe ich auf Anregung von Herrn Prof. Zenneck, Messungen an Kondensatorkreisen mit verschiedenen Kapazitäten vorgenommen. Die Messungen wurden nach der Bjerknesschen Resonanzmethode ausgeführt.

Für die Gesamtdämpfung, welche die Methode liefert[1]), kommt im vorliegenden Falle von etwa 15 mm Schlagweite an, außer der Funkendämpfung noch die Dämpfung durch das Sprühen der Flaschen in Betracht. Vergleicht man die Gesamtdämpfungen, welche man bei derselben Anfangsspannung für eine einfache und mehrfache Funkenstrecke erhält, so muß in beiden Fällen die Dämpfung durch das Sprühen annähernd gleich sein; die Differenz zwischen der Gesamtdämpfung in beiden Fällen ist also nahezu identisch mit der Differenz zwischen den Funkendämpfungen.

In der Versuchsanordnung (Fig. 1) bestand die Funkenstrecke aus kreisrunden Zinkplatten von 35 mm Durchmesser mit abgerundeten Kanten[1]) und es wurden eine, zwei und fünf in Serie geschaltete Funkenstrecken miteinander verglichen. Die Kondensatoren waren Leydener Flaschen aus Flintglas.[2])

Die Resultate der Messungen sind in den Figuren 2 bis 4 dargestellt, in Fig. 2 für eine

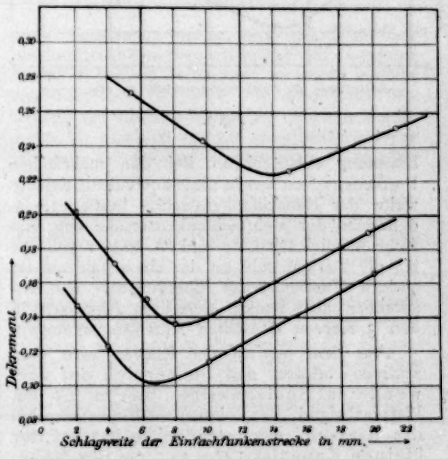

Fig. 2.

Kapazität von 3000 cm, in Fig. 3 für eine solche von 1150 cm, in Fig. 4 für 565 cm.[3])

Die untere Kurve bezieht sich auf eine einfache, die mittlere auf 2, die obere auf 5 in Reihe geschaltete Funkenstrecken.

Ordinaten der Kurven sind die aus den Resonanzkurven berechneten Dekremente[4]), Abszissen die Schlagweiten der einfachen Funkenstrecke, welche der betreffenden Anfangs-

1) Vergleiche J. Zenneck, elektromagnet. Schwingungen u. drahtlose Telegraphie. S. 662.

1) Solche, oder ähnliche Platten wurden ausschließlich in der drahtlosen Telegraphie verwendet, da bei ihnen, im Verhältnis zu Kugeln mit geringem Krümmungsradius, das Spannungspotential bei gegebener Funkenlänge höher liegt.

2) Bezogen von der Firma Rheinische Glashütten A.-G. Cöln-Ehrenfeld.

3) Bei der Kapazität 3000 und 1500 cm waren 2 Flaschen bzw. Batterien, bei der Kapazität 545 cm 4 Flaschen in Serie geschaltet.

4) Mittelwerte aus verschiedenen Stellen der Resonanzkurven.

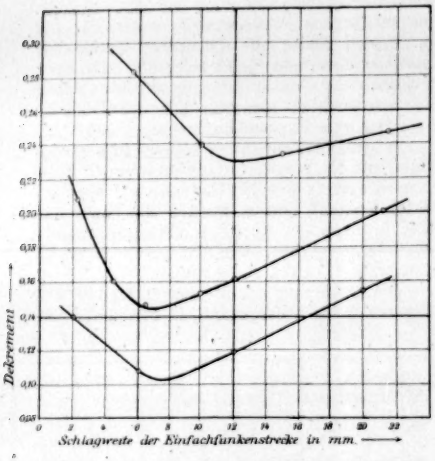

Fig. 3.

spannung entsprechen. Bei den mehrfachen Funkenstrecken wurde diese äquivalente Schlagweite der Einfachfunkenstrecke bestimmt, indem man der Mehrfachfunkenstrecke eine einfache parallel schaltete und so lange regulierte, bis die Funken bald an der einen bald an der andern Funkenstrecke übergingen. Es entsprechen also Punkte derselben Abszissen in den 3 Kurven denselben Anfangsspannungen.

Aus dem Verlauf der Kurven wird man schließen müßen, daß im Bereich der verwendeten Schlagweiten (bis zu 4,5 cm Plattenabstand der einfachen Funkenstrecke) die Einfachfunkenstrecke selbst bei der kleinen Kapazität von 545 cm der Mehrfachfunkenstrecke überlegen ist. Die Art, wie die Kurven bei großen Schlagweiten ansteigen, macht es allerdings wahrscheinlich, daß bei sehr viel größeren Schlagweiten die Mehrfachfunkenstrecke für kleine Kapazitäten das

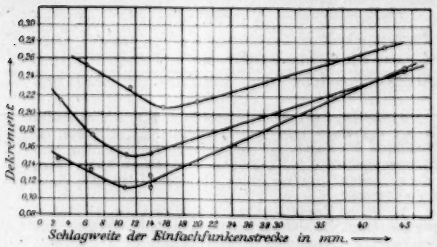

Fig. 4.

Übergewicht über die einfache Funkenstrecke gewinnen wird.

In dieses Gebiet konnte ich die Messung nicht ausdehnen, da ein dazu ausreichender Induktor mir nicht zur Verfügung stand. Es ist mir auch fraglich, ob es mir gelungen wäre, in diesem Gebiete einigermaßen zuverlässige Resultate zu bekommen: schon bei den hohen Schlagweiten der Fig. 4 war die Messung durch Unregelmäßigkeiten der Entladung, trotz A. E. G.-Quecksilberstrahl-Unterbrechers, sehr erschwert.

Da in der Praxis meist den Mehrfachfunkenstrecken kleinere Kapazitäten parallel geschaltet wurden, so habe ich noch dieselbe Anordnung versucht. Diese Kondensatoren aus Glasplatten hatten eine Kapazität von 150 cm. Man erhält dadurch eine geringe Verminderung der Dämpfung, aber sie ist selbst bei den kleinen Kondensatoren von Fig. 4 so gering, daß das Verhältnis von einfacher und mehrfacher Funkenstrecke nicht verschoben wird.[1])

1) Ich erhielt z. B.: für unterteilte Funkenstrecke von 5×1 mm und $C = 545$ cm
ohne Kondensatoren ein Dekrement $= 0{,}256$
mit „ „ „ $= 0{,}248$
für 5×3 mm Funken und $C = 545$ cm
ohne Kondensatoren ein Dekrement $= 0{,}208$
mit „ „ „ $= 0{,}195$.

Braunschweig, physikal. Institut der techn. Hochschule, 10. Mai 1907.

(Eingegangen 20. Juni 1907.)

Untersuchungen der Dämpfung von Funkenstrecken in Schwingungskreisen der Hochfrequenztechnik.

Von Heinrich Freiherr Rausch v. Traubenberg und Walter Hahnemann.

Die nachbeschriebenen Versuche wurden im Winter 1905/06 von den Verfassern unter Mitwirkung des Herrn Diplom-Ingen. Heinrich Lange im Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.-Berlin ausgeführt, um die Dämpfung der Funkenstrecke in Erregerkreisen festzustellen, wie sie in der Radiotelegraphie zur Anwendung gelangen und um eventuelle zweckmäßige Umkonstruktionen aus den Untersuchungen zu gewinnen.

Es sei ausdrücklich bemerkt, daß die in folgendem beschriebenen Resultate keinen Anspruch auf Genauigkeit der angegebenen Zahlenwerte der Dämpfung machen können, jedoch dürften sie genügen, um über den Charakter der Abhängigkeit der Funkendämpfung von den verschiedensten Dimensionierungen der Oszillatorkreise Aufschluß zu geben.

1. Dämpfung einer nichtunterteilten Funkenstrecke.

Die Untersuchungen von Rempp[1]) über die Dämpfung von Oszillatoren betreffen Schwingungskreise, deren Kapazität bis zu 7000 cm beträgt. Da aber in der strahlentelegraphischen Praxis meist Schwingungskreise mit bedeutend höheren Kapazitäten Anwendung finden, so wurde zunächst der zu untersuchende Schwingungskreis mit einer resultierenden Kapazität von ca. 15 000 cm versehen. Die Wellenlänge des untersuchten Kreises war ca. 700 m. Die Kapazität wurde dadurch hergestellt, daß in den Schwingungskreis sechs große Flaschen, von denen jede eine Kapazität von 10 000 cm besaß, derart eingeschaltet wurden, daß je drei derselben parallel und zwei solcher Gruppen in Serie gelegt wurden. Jede dieser Flaschen vertrug 10 mm Funkenlänge, ohne eine allzu starke Randstrahlung aufzuweisen. Von etwa 10 mm Funkenlänge an waren an den Rändern der Belegung starke Büschelentladungen vorhanden. Die Querschnitte der Selbstinduktion und der Zwischenleitungen des Schwingungskreises wurden so verstärkt, daß eine merkliche Dämpfung des Oszillators durch sie nicht mehr zu erwarten war.

Die Dämpfung des zu untersuchenden Schwingungskreises wurde mit Hilfe der bekannten Bjerknesschen Methode aus der Resonanzkurve in einem Schwingungskreise aufgenommen, der aus entsprechender Selbstinduktion, einem variablen Plattenkondensator und Bolometer mit Galvanometer bestand und sehr lose mit dem zu untersuchenden Oszillator gekoppelt wurde. Es wurde nun auf diese Weise abhängig von der Länge f der Funkenstrecke das logarithmische Dekrement der Dämpfung des Erregerkreises, welches mit ϑ_1 bezeichnet werden soll, aufgenommen. Es ergab sich die in Fig. 1 unter a gekennzeichnete Abhängigkeitskurve der Dämpfung ϑ_1 von der Funkenlänge f. Die Kurve zeigt einen ganz ähnlichen Charakter wie die von Rempp ermittelte Kurve bei kleineren Kapazitäten und kleineren Wellenlängen.

Es lag nun aber die Vermutung nahe, besonders infolge von gleichzeitig im vorerwähnten Laboratorium von L. Adelmann und W. Hahnemann[2]) gemachten Versuchen über Hochfrequenzverluste in Kondensatoren, daß in der gefundenen Größe von ϑ_1 auch ein wesentlicher Anteil auf die Dämpfung ϑ_e der Flaschen zurückzuführen wäre.

Da nun durch die oben genannten Versuche festgestellt wurde, daß die Dämpfung von Leydener Flaschen wesentlich mit der spezifischen Belastung[1]) zunimmt, so wurde in dem beschriebenen Oszillator die spezifische Belastung der einzelnen Flaschen dadurch herabgedrückt, daß vier solcher oben beschriebenen Gruppen zur gleichen resultierenden Kapazität vereinigt wurden.

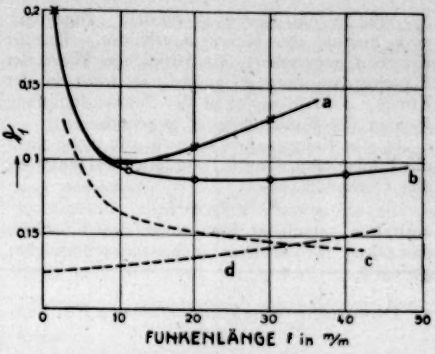

Fig. 1.

Zu diesem Zweck wurden insgesamt viermal sechs große Flaschen zu je 10 000 cm in den Schwingungskreis eingeschaltet, derart, daß je 6 parallel und die so entstehenden vier Gruppen hintereinander geschaltet waren. Die resultierende Kapazität im Schwingungskreis war somit wieder 15 000 cm. Unter sonst gleichen elektrischen Dimensionen des Kreises wurde nun wieder die Abhängigkeit der Dämpfung ϑ_1 von der Funkenlänge aufgenommen und es ergab sich nunmehr die in Fig. 1 als Kurve b gezeichnete Abhängigkeit.

Da die Kurve b naturgemäß auch noch Flaschendämpfung ϑ_e, die mit der Funkenlänge f anwächst, enthält, ist aus dieser Untersuchung zu folgern, daß bei dem untersuchten Verhalten der Funkenwiderstand oder die Dämpfung der Funkenstrecke mit zunehmender Funkenlänge nicht derart zunimmt, wie man aus den Remppschen Kurven annehmen könnte, sondern sich einem gewissen Mindestwert nähert.

Ein ausgesprochenes Minimum wurde also bei der Abhängigkeitskurve der Dämpfung der Funkenlänge im Oszillatorkreise nicht gefunden, sondern die Dämpfung nimmt mit wachsender Funkenlänge erst mehr, dann immer weniger ab.

In Fig. 1 wurde unter Berücksichtigung von den Untersuchungen von Adelmann und Hahnemann von der Kurve b die Dämpfung

1) Diss. Straßburg 1904.
2) Siehe E. T. Z. 1907. „Verluste von Kondensatoren mit festem Dielektrikum und ihre Dämpfung in Hochfrequenzkreisen."

1) Unter spezifischer Belastung soll hier das auf die Längeneinheit Dielektrikumsweg kommende Potentialgefälle verstanden werden.

ϑ_e, welche die Kurve d darstellt, abgezogen und hieraus die Kurve c erhalten. Da die Kurve d angenähert den wirklichen Wert der Flaschendämpfung ϑ_e angibt, so wäre in der Kurve c die Abhängigkeit der Funkendämpfung ϑ_f von der Funkenlänge f gegeben.

In den Remppschen Kurven, die nicht allein die Funkendämpfung ϑ, sondern die Dämpfung des Oszillatorkreises

$$\vartheta_1 = \vartheta_f + \vartheta_e$$

enthalten, erscheint uns somit die Flaschendämpfung ϑ_e durchaus nicht vernachlässigbar gegen ϑ_f.

2. Dämpfung einer unterteilten Funkenstrecke.

Da die günstige Wirkung der in die Technik der Strahlentelegraphie durch Braun und Rendahl eingeführten Unterteilung der Funkenstrecke mit Zuhilfenahme der Braunschen Energieschaltung aus dem Minimum der Remppschen Kurven erklärt wurde, lag es nun nahe, den Einfluß der Unterteilung der Funkenstrecke auf die Oszillatordämpfung ϑ_1 zu untersuchen. Zu diesem Zwecke wurden in verschiedenen Oszillatorkreisen mehrfach unterteilte Funkenstrecken eingeschaltet, und ihre Gesamtspannung durch eine parallele Kontrollfunkenstrecke angezeigt. Das allgemeine Resultat war folgendes:

Eine mehrfach unterteilte Funkenstrecke dämpfte bei gleicher resultierender Spannung stets mehr als eine einfache. Einige Zahlenbeispiele sollen die Größenordnung der Mehrdämpfung durch Unterteilung vergegenwärtigen.

Es ergaben sich z. B. bei einer Wellenlänge von ca. 720 m bei 2 Funkenstrecken zu je 10 mm die Dämpfung 0,14. Bei einer Unterteilung von 3mal 6 mm ergab sich eine Dämpfung von 0,16. Bei einer Wellenlänge von 320 m wurde bei einer Funkenstrecke von 2mal 10 mm die Dämpfung 0,16 ermittelt. Bei einer Unterteilung von 3mal 6 mm ergab sich die Dämpfung 0,19.

Eine Änderung der Wellenlänge oder eine Änderung der resultierenden Kapazität änderten an diesem Resultat nichts. Bei einer Unterteilung, bei welcher auf die Einzelfunkenstrecke weniger als 5 mm kommen, wuchs die Funkendämpfung durch jede Unterteilung mehr, als von der angegebenen Größenordnung.

3. Einfluß des Krümmungsradius der Funkenstrecke.

Es hat sich ergeben, daß nicht allein, wie bekannt, bei gleicher Funkenspannung die Elektrodenentfernung wächst, wenn der Krümmungsradius abnimmt, sondern es wachsen auch die Verluste der Funkenstrecken mit abnehmendem Krümmungsradius, d. h. die Funkendämpfung.

Die Resultate dieser Untersuchungen haben zu den modernen Erregerkreisen der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H.-Berlin geführt, indem auf die einfache Funkenstrecke zurückgegriffen wurde, die Flaschen weit weniger wie früher belastet und zur Vermeidung der Randstrahlung teilweise in Öl angeordnet wurden.

4. Diskussion der gefundenen Resultate.

Angeregt durch die gefundenen Resultate wurde von uns ein Erklärungsversuch für die Verluste innerhalb einer Funkenstrecke angestellt, dessen hauptsächlichster Inhalt in folgendem wiedergegeben werden möge.

Bei den außerordentlich komplizierten Vorgängen, die sich bei Funkenentladungen abspielen, empfiehlt es sich, die Funkendämpfung, resp. den Funkenwiderstand nur in Abhängigkeit von einer einzigen Variablen zu betrachten, z. B. müßte man bei einer derartigen Untersuchung nur die Funkenlänge ändern, hierbei aber durch geeignete Mittel Wellenlänge und Stromstärke konstant halten. Außerdem wäre noch nötig, da die Funkendämpfung durch die übrige Dämpfung des Oszillators beeinflußt wird, die Gesamtdämpfung etwa durch einen variabel einschaltbaren Widerstand konstant zu halten. Somit würden sich vier Abhängigkeiten für den Funkenwiderstand ergeben, die man zu untersuchen hätte.

a) f, $\mathfrak{J}$, λ = konst.; ϑ_1 = variabel
b) f, $\mathfrak{J}$, ϑ_1 = konst.; λ = variabel
c) f, ϑ_1, λ = konst.; $\mathfrak{J}$ = variabel
d) ϑ_1, λ, $\mathfrak{J}$ = konst.; f = variabel.

Hierbei bezeichnet f die Funkenlänge, $\mathfrak{J}$ die Anfangsamplitude der Stromstärke, ϑ_1 die Gesamtdämpfung des Oszillators und λ die Wellenlänge.

In den vorliegenden Untersuchungen ist nun die Gesamtdämpfung des Oszillators ϑ_1 nicht künstlich bei den einzelnen Untersuchungen konstant gehalten worden. Die Resultate sind deswegen nach dieser Richtung hin auch nicht einwandfrei. Da sich die Funkendämpfung ϑ_f während einer und derselben Schwingung abhängig vom Strome ändert, so sind die angegebenen Werte nur die Mittelwerte der Dämpfung ϑ_f eines ganzen Schwingungsverlaufes.

Nehmen wir an, daß wir bei zwei verschiedenen Schwingungen des Oszillators nur die Amplituden und Schwingungsdauern geändert haben, nicht den Schwingungsverlauf, so kann man für zwei Schwingungen, deren Anfangsamplituden $\mathfrak{J}_1$ und $\mathfrak{J}_2$ sein mögen, ceteris paribus die im Schwingungskreis von einem eingeschalteten Widerstande w verzehrte Energie proportional zu $\mathfrak{J}_1^2$ resp. $\mathfrak{J}_2^2$ setzen. Da im

nachstehenden keine Rücksicht auf die Änderung des Schwingungsverlaufes genommen wird, so konnte auch in allen Rechnungen für diese Energieverluste die Größe

$$k w \mathfrak{J}_1^2 \text{ resp. } k w \mathfrak{J}_2^2$$

eingeführt werden, wobei k eine nur vom Schwingungsverlauf abhängige Größe ist.

Beim Experiment empfiehlt es sich nun vielfach der Einfachheit halber die Abhängigkeit des Funkenwiderstandes von zwei Variablen aufzunehmen und durch die Betrachtung von Kurvenscharen dieselbe wieder auf eine einzige Variable zurückzuführen.

Um den Überblick und die Vorstellung zu erleichtern, ist es nötig, für die Funkenentladung einige Erklärungen aus der Ionenhypothese herbeizuziehen, wobei wir uns aber auf die allereinfachsten Annahmen beschränken müssen. So haben wir uns den Funkenwiderstand in zwei Teile zerlegt gedacht: einmal in den Übergangswiderstand an den Elektroden (Kathoden- und Anodenfall, Erhitzung der Elektroden usw.) und dann in den Widerstand der eigentlichen Stromröhre. Diesen Widerständen, die ihrerseits wieder Funktionen der Stromstärke sein können, entsprechen durch Multiplikation mit dem Quadrate der Stromstärke natürlich gewisse Verluste (Dämpfungsanteile) innerhalb der Funkenstrecke, die sich wie die zugehörigen Widerstände verteilen. Wir sprechen deshalb von Elektroden- und Röhrenverlusten. w_e, w_i, ϑ_e und ϑ_i mögen in folgendem die Bezeichnungen für die resp. Widerstände und Dämpfungen sein. Ferner wird angenommen, daß die Gesamtzahl der gebildeten Ionen in der Stromröhre proportional der transportierten Elektrizitätsmenge und somit auch proportional der Stromstärke ist. Der Widerstand w_i sei unter gleichen Voraussetzungen umgekehrt proportional der Gesamtionenzahl; somit ist die Stromstärke $\mathfrak{J}$ dem Widerstande w_i umgekehrt proportional. Es gilt also

$$\mathfrak{J} w_i = \text{konst.}\ ^1)$$

Weiterhin kann angenommen werden, daß die Funkenspannung proportional der Funkenlänge f und ebenso der Widerstand w_i proportional der Funkenlänge f ist, also

$$\frac{w_i}{f} = \text{konst.}$$

Ähnlich ergibt sich für die Elektrodenverluste $k \mathfrak{J}^2 w_e$, wenn angenommen wird, daß diese der Stromstärke, resp. der Gesamtionenzahl proportional sind:

$$\mathfrak{J} w_e = \text{konst.}$$

Eine Abhängigkeit des Widerstandes w_e von der Funkenlänge f wird nicht angenommen, da wir uns w_e nur abhängig von den während eines Schwingungsverlaufes vorhandenen Vorgängen an den Elektroden denken. Es ist somit für die veränderlichen Funkenlängen ceteris paribus

$$w_e = \text{konst.}$$

Es sollen nun die Widerstände w_i und w_e und die ihnen entsprechenden Dämpfungen ϑ_i und ϑ_e ermittelt werden, indem in einem und demselben Schwingungskreis unter Konstanthaltung aller übrigen Größen immer nur eine Größe variiert wird.

Zuvor sei noch der bekannte Zusammenhang zwischen dem Widerstand w und dem Dämpfungsfaktor $\delta = \frac{w}{2L}$ rechnerisch umgeformt:

L ist die Selbstinduktion eines Schwingungskreises und C die Kapazität desselben, λ dessen Wellenlänge und v die Lichtgeschwindigkeit in C. G. S. hierfür gilt bekanntlich

$$\vartheta = \delta \cdot \frac{\lambda}{v} = \frac{w}{2L} \cdot \frac{\lambda}{v}$$

und

$$\frac{\lambda}{v} = 2\pi\sqrt{CL}.$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\vartheta}{w} = \pi \sqrt{\frac{C}{L}}$$

oder

$$\frac{\vartheta}{w} = \pi \frac{C}{\sqrt{LC}}$$

oder

$$\frac{\vartheta}{w} = K' \frac{C}{\lambda},$$

wobei K' eine durch die Wahl des Maßsystems gegebene Konstante ist. Demnach ist

$$\vartheta_i = K' \frac{C}{\lambda} w_i$$

und

$$\vartheta = K' \frac{C}{\lambda} w .$$

A. Es sei die Wellenlänge $\lambda = \text{konst.}$
„ „ „ Funkenlänge $f = \text{konst.}$
„ „ „ Stromstärke $\mathfrak{J} = \text{variabel.}$

Dies erreicht man bei einem Schwingungskreis, in dem man bei konstanter Funkenlänge und konstanter Wellenlänge die Kapazität C vergrößert und gleichzeitig die Selbstinduktion L um den gleichen Prozentsatz verkleinert. Dann gilt

$$\frac{C}{\mathfrak{J}} = \text{konst.}$$

Die Dämpfung ϑ_i ist gleich dem Verhältnisse der während einer Periode in der Stromröhre verloren gegangenen Energie zu der in derselben Periode umgesetzten Energie. Bei konstanter Funkenlänge f — also nach der ge-

1) Der Lichtbogen zeigt für große Stromstärken ebenfalls den Zusammenhang $\mathfrak{J} w = \text{konst.}$

machten Voraussetzung — bei konstanter Funkenspannung ist diese Energie proportional dem Strome. Ebenso ist der Verlust in der Stromröhre

$$k\mathfrak{J}^2 \cdot w_i$$

proportional dem Strome, weil

$$\mathfrak{J} w_i = \text{konst.}$$

ist. Somit gilt

$$\vartheta_i = \text{konst.},$$

also vom Strome unabhängig.

Die Dämpfung ϑ_e ist gleich dem Verhältnis von den in den Elektroden während einer Periode hervorgerufenen Verlusten zu der in derselben umgesetzten Energie.

Im vorliegenden Falle ist diese Energie und ebenso der Verlust

$$k\mathfrak{J}^2 \cdot w_e$$

proportional zum Strome, da nach oben

$$\mathfrak{J} \cdot w_e = \text{konst.}$$

ist.

Demnach gilt auch

$$\vartheta_e = \text{konst.},$$

also vom Strome unabhängig. Nach oben gilt

$$\vartheta_i = K' \frac{C}{\lambda} w_i$$

und

$$\vartheta_e = K' \frac{C}{\lambda} w_e.$$

Hieraus finden wir, da ϑ_i, ϑ_e, λ und $\frac{C}{\mathfrak{J}}$ im vorliegenden Falle konstant ist, folgende beiden Beziehungen.

$$w_i \cdot \mathfrak{J} = \text{konst.}$$
$$w_e \cdot \mathfrak{J} = \text{konst.}$$

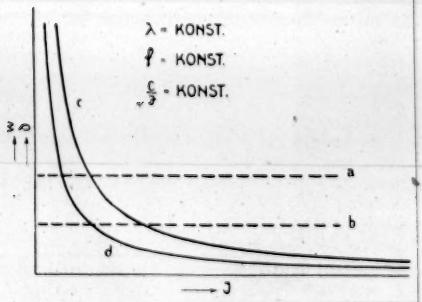

Fig. 2.

In Fig. 2 ist durch die Kurve a die Abhängigkeit der Dämpfung ϑ_i vom Strome $\mathfrak{J}$, in Kurve b die Abhängigkeit der Dämpfung ϑ_e vom Strome $\mathfrak{J}$ gekennzeichnet. Kurve c entspricht dem Widerstande w_i, Kurve d dem Widerstande w_e.

B. Im Schwingungskreis sei λ konst.
„ „ „ $\mathfrak{J}$ konst.
„ „ „ f variabel.

Damit bei variabler Funkenlänge der Strom $\mathfrak{J}$ konstant gehalten wird, muß man bei gleicher Schwingungsdauer des Kreises proportional zur Vergrößerung der Funkenlänge die Kapazität verkleinern, so daß gilt

$$C \cdot f = \text{konst.}$$

Es ist wieder die Dämpfung ϑ_i gleich dem Verhältnis der während einer Periode in der Stromröhre verloren gegangenen Energie zu der in derselben Periode umgesetzten Energie. Da die Schwingungskapazität proportional zum anwachsenden f verringert wird, ist die pro Periode umgesetzte Energie im vorliegenden Falle proportional zu f. Da nach oben der Widerstand der Stromröhre w_i proportional zur Funkenlänge f ist, und $\mathfrak{J}$ konstant ist, ist der Verlust pro Periode ebenfalls f proportional. Es gilt somit wieder

$$\vartheta_i = \text{konst.},$$

also unabhängig von der Funkenlänge.

Weiterhin ist ϑ_e ebenfalls gleich dem Verhältnis von Verlust pro Periode in den Elektroden zu der pro Periode umgesetzten Energie. Da der Widerstand w_e unabhängig von der Funkenlänge f ist, alle übrigen Größen konstant sind, ist der Verlust ebenfalls konstant. Die pro Periode umgesetzte Energie nimmt jedoch proportional zur Funkenlänge f zu. Das Verhältnis von Verlust zu Leistung ist daher umgekehrt proportional zu f. Somit gilt

$$\vartheta_e \cdot f = \text{konst.},$$

ϑ_e also umgekehrt proportional der Funkenlänge. Nach oben ist nun bei konstantem Strom und variabler Funkenlänge

$$\frac{w_i}{f} = \text{konst.}$$

und w_e unabhängig von f, d. h.

$$w_e = \text{konst.}$$

In Fig. 3 ist wieder durch die Kurve a die

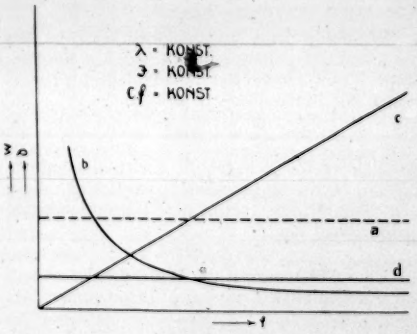

Fig. 3.

Abhängigkeit der Dämpfung ϑ_i, durch die Kurve b die Abhängigkeit der Dämpfung ϑ_e von der Funkenlänge f gegeben. Kurve c entspricht der Änderung des Widerstandes w_i, Kurve d der Änderung des Widerstandes w_e mit der Funkenlänge f.

C. Es sei $\mathfrak{J}$ konst.
„ „ f konst.
„ „ λ variabel.

Da der Strom proportional zum Produkte aus Kapazität C und Spannung V und umgekehrt proportional zur Wellenlänge λ ist, folgt hieraus

$$\frac{C}{\lambda} = \text{konst.}$$

d. h. im Schwingungskreis muß proportional zur Wellenlänge auch C verkleinert werden. Die Dämpfung ϑ_i ist wieder gleich dem Verhältnis der während einer Periode in der Stromröhre verloren gegangenen Energie zu der in dieser Periode umgesetzten Energie. Da die Funkenlänge f und der Strom $\mathfrak{J}$ konstant sind, ist nach oben auch der Widerstand w_i konstant. Der Verlust pro Periode ist hier also proportional zur Schwingungsdauer, also auch proportional zur Wellenlänge λ. Die pro Periode umgesetzte Energie ist proportional zu C, da die Funkenlänge f konstant ist. Da sich nun C proportional mit λ ändert, ist diese Energie auch proportional zu λ. Somit gilt wieder

$$\vartheta_i = \text{konst.},$$

also unabhängig von der Wellenlänge.

Die Elektrodendämpfung ϑ_e ist wieder gleich dem Verhältnis aus Elektrodenverlust pro Periode zu der in dieser Periode umgesetzten Energie. Da $\mathfrak{J}$ und somit auch w_e konstant sind, sind die Elektrodenverluste pro Periode proportional zur Schwingungsdauer und somit zur Wellenlänge λ. Die pro Periode umgesetzte Energie ist ebenfalls wieder proportional zu λ. Somit gilt ebenfalls

$$\vartheta_e = \text{konst.},$$

also unabhängig von der Wellenlänge. w_i sowohl wie w_e sind hier, da f und $\mathfrak{J}$ konstant sind, nach oben ebenfalls konstant.

In Fig. 4 entspricht die Kurve a der Dämpfung ϑ_i, b der Dämpfung ϑ_e, c dem Widerstand w_i, d dem Widerstand w_e.

Will man nun diese Funkendämpfung

$$\vartheta_f = \vartheta_i + \vartheta_e$$

abhängig von einer dieser Größen, Strom, Funkenlänge oder Schwingungsdauer unter Konstanthaltung der übrigen Größen aufnehmen, so müßte bei jedem einzelnen Punkt der Aufnahme die Kapazität und Selbstinduktion des Schwingungskreises entsprechend verändert werden. Wie oben gesagt, ist es aber wesentlich einfacher, anders zu verfahren.

Man ändert z. B. unter sonst konstanten Verhältnissen nur die Funkenlänge und findet hieraus eine Abhängigkeit der Dämpfung ϑ_1

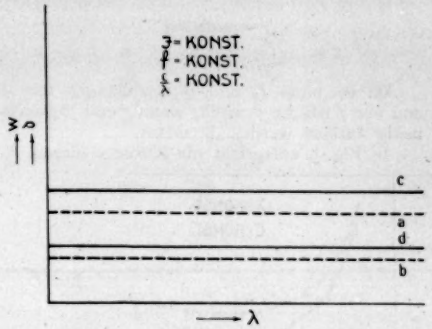

Fig. 4.

von der Funkenlänge f. Dies wiederholt man bei verschiedenen Schwingungskreisen, die zwar dieselbe Wellenlänge λ, aber verschiedene resultierende Kapazitäten C haben. Aus diesen Kurvenscharen kann man dann die der Fig. 2 und der Fig. 3 entsprechenden Kurven gewinnen, indem man aus jeder einzelnen Kurve einen Punkt herausnimmt, der entweder konstanter Funkenlänge f oder konstantem Strome $\mathfrak{J}$ entspricht. Ebenso kann man bei konstanter Funkenlänge f und konstanter Kapazität C die Wellenlänge variieren und hiervon abhängig die Dämpfung ϑ_f aufnehmen. Solche Kurven nimmt man nun bei verschiedenen Kapazitäten C auf und kann aus dieser Kurvenschar unter Berücksichtigung der Flaschendämpfung ϑ_e ganz ähnlich wie oben, Kurven der Fig. 4 gewinnen.[1])

Untersuchungen, welche nach dieser Richtung hin gemacht wurden, ergaben in der Tat nach Abzug der wahrscheinlichen Größe der Dämpfung durch den Kondensator eine gute Übereinstimmung mit den abgeleiteten Gesetzen und zwar wurde insbesondere nachgewiesen, daß die Dämpfung ϑ_f annähernd unabhängig von der Veränderung des Stromes und unabhängig von der Veränderung der Wellenlänge in den untersuchten Grenzen war.

Es soll nun die in Fig. 1 enthaltene Aufnahme mit Hilfe der aus den Fig. 2 und 3 hervorgehenden Beziehungen zwischen Funkenlänge f und Funkendämpfung

$$\vartheta_f = \vartheta_i + \vartheta_e$$

konstruiert werden. Bei der in Fig. 1 beschriebenen Aufnahme war

λ = konst.
C = konst.
f = variabel

1) Will man bei diesen Untersuchungen auch noch den Einfluß der Variation der Gesamtdämpfung ϑ_1 auf die Funkendämpfung ϑ_f berücksichtigen, so muß man bei allen diesen Aufnahmen durch einen im Oszillator einzuschaltenden variabeln Widerstand die Gesamtdämpfung ϑ_1 dieses Oszillators konstant halten und verschiedene solche Kurvenscharen bei verschiedenen Größen von ϑ_1 aufnehmen.

$$\mathcal{J} = \text{variabel}$$
$$\frac{f}{\mathcal{J}} = \text{konst.}$$

Da ϑ_i nach A und B unabhängig von $\mathcal{J}$ und von f ist, ist ϑ_i auch, wenn f und $\mathcal{J}$ gleichzeitig variiert werden, konstant.

In Fig. 5 entspricht die Kurve a diesem ϑ_i.

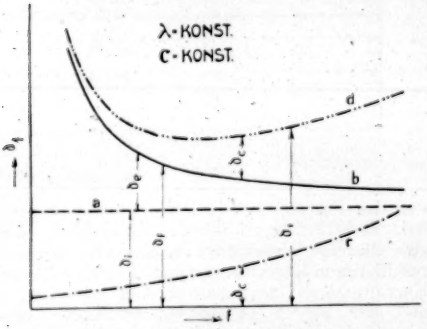

Fig. 5.

Da ϑ_e unabhängig von $\mathcal{J}$ ist, ist die Abhängigkeit der Dämpfung ϑ_e von der Funkenlänge f bei variiertem $\mathcal{J}$ gleich der bei konstantem $\mathcal{J}$, d. h. aber nach Kurve b der Fig. 3 gilt:

$$\vartheta_e \cdot f = \text{konst.}$$

Die Differenz der Ordinaten der Kurve b und der Kurve a in Fig. 5 entspricht dieser Dämpfung ϑ_e abhängig von der Funkenlänge f. Die Kurve b ergibt somit die Abhängigkeit der Funkendämpfung ϑ_f von der Funkenlänge f bei konstanter Wellenlänge und konstanter Kapazität im Schwingungskreis. Da nun bei der Aufnahme der Fig. 1 in der ermittelten Dämpfung ϑ_1 auch bei der Kurve b noch eine merkliche Flaschendämpfung ϑ_e enthalten ist, muß man in Fig. 5 der Kurve b noch die Flaschendämpfung ϑ_e hinzufügen, um eine Kurve für ϑ_1 zu finden, die der wirklich aufgenommenen Kurve b der Fig. 1 entspricht.

Es ist daher in Fig. 5 eine Kurve c eingezeichnet, welche ungefähr der Flaschendämpfung, wie sie aus den Untersuchungen von Adelmann und Hahnemann hervorgeht, entspricht. Die Summe von c und b gibt die Kurve d. Der Charakter dieser Kurve d der Fig. 5 ist ganz derselbe wie der der Kurve a und b der Fig. 1 und den durch Rempp gefundenen sehr ähnlich. Somit ist die aufgenommene Kurve der Abhängigkeit der Dämpfung ϑ_1 von der Funkenlänge f gut übereinstimmend mit der durch die vorliegende Überlegung ermittelten Kurve d der Fig. 5.

Ebenso stimmt mit unserem Erklärungsversuch das gefundene Resultat überein, daß Unterteilung schaden muß, da durch Unterteilung zu den Verlusten der einfachen Funkenstrecke noch Elektrodenverluste durch die neu hinzugekommenen Elektroden hervorgerufen werden, ohne daß die pro Periode umgesetzte Energie verändert wird. Das Verhältnis von Verlust zur Leistung pro Periode wird also größer und somit auch die Dämpfung ϑ_f. Man kann von dieser Mehrdämpfung bei Unterteilung rückschließen auf den Anteil der Dämpfung ϑ_e an der Gesamtdämpfung ϑ_f.

Zum Schluß sei noch die durch Fig. 6 dargestellte Aufnahme besprochen, welche von Adelmann in oben genanntem Laboratorium ausgeführt wurde.

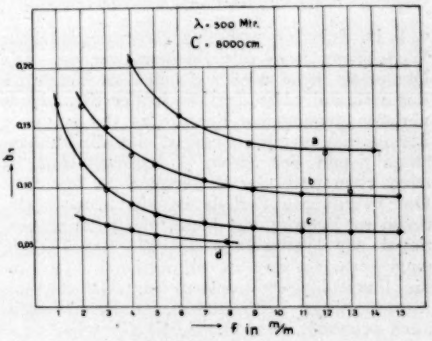

Fig. 6.

Es ist wieder die Abhängigkeit der Dämpfung d_1 eines Oszillatorkreises von der Funkenlänge f in mm dargestellt. Es wurde ein Schwingungskreis benutzt, dessen Wellenlänge ca. 500 m und dessen Schwingungskapazität ca. 8000 cm war. Die Verlustdämpfung der Kondensatoren wurde dadurch wesentlich herabgemindert, daß Glasplattenkondensatoren in Öl verwendet wurden und dadurch die Randstrahlung vermieden wurde. Die Flaschendämpfung beträgt nach den mehrfach erwähnten Untersuchungen hierbei noch ca. 0,02 bis ca. 0,03. Bei der Untersuchung wurde nun die Funkenstrecke in einem Behälter eingeschlossen, der mit verschiedenen Gasen gefüllt wurde und die Anwendung höherer Drucke zuließ.

Bei der Aufnahme der Kurve a war die Funkenstrecke in Wasserstoff, bei b in Leuchtgas, bei c in Luft bei normalem Druck, bei d in Luft unter einer Atmosphäre Überdruck angeordnet.

Infolge der Vermeidung der zu großen Flaschendämpfung trat auch bei diesen Aufnahmen kein Minimum der Oszillatorendämpfung auf.

Da die vorstehenden Untersuchungen keineswegs als abgeschlossen zu betrachten sind, so

würde es zur Kenntnis der Verluste innerhalb einer Funkenstrecke recht wünschenswert sein, wenn die hier angeregten Fragen durch sorgfältige Experimente noch weiter aufgeklärt würden,

Berlin, den 24. Juni 1907.

(Eingegangen 7. Juli 1907.)

Über eine Beziehung zwischen Wärmeleitung und Thomson-Effekt.

Von Johann Radakovits.

Den Thomson-Effekt der Metalle hat man auf verschiedene Weise zu erklären versucht.[1]) Der Entdecker der Erscheinung Lord Kelvin[2]) nahm an, daß die die Wärmeverteilung in Metallen mit positivem Thomson-Effekt darstellende Kurve bei Auftreten eines elektrischen Stromes sich anders ändere als in solchen mit negativem. Wenn nach Kohlrausch[3]) jeder Wärmestrom in einem Leiter eine elektromotorische Kraft hervorruft, so ist es doch möglich, daß umgekehrt jeder elektrische Strom eine Änderung der Wärmeverteilung herbeiführt; interessant ist es nachzuweisen, daß die Temperatur-Ab- und -Zunahme nach zwei ganz verschiedenen Gesetzen erfolgt, deren Näherungsformeln keine Zurückführung auf eine gemeinsame gestatten.

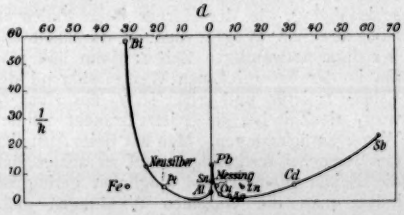

Fig. 1.

Fig. 1 stellt uns den Zusammenhang zwischen dem Thomson-Effekt d und der Wärmeleitung k dar; die beiden Kurven rechts und links der $\frac{1}{k}$-Achse sind nicht Spiegelbilder. Fig. 2 liefert uns die beiden Näherungsformeln

$$k = Ade^{-\alpha a}$$

für positive d-Werte und

$$k = -Bde^{\beta a}$$

für negative d-Werte, wo A, B, α und β Konstante sind; auch diese beiden Kurven sind keine Spiegelbilder, so daß wir keine gemeinsame Näherungsformel etwa

$$k = C|d|e^{-\gamma|d|}$$

erhalten.

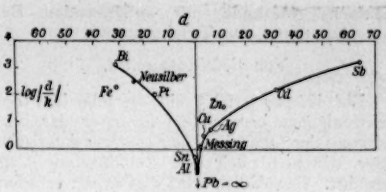

Fig. 2.

Der d-Wert für Eisen und Zink fällt aus den Kurven heraus; Battelli[4]) fand, daß die in einer Sekunde beim Thomson-Effekt erzeugte Wärme

$$\varepsilon = aT\mathcal{J}$$

ist, wo T die absolute Temperatur, $\mathcal{J}$ die Stromstärke und a eine Konstante bedeuten. Dieses Gesetz bestätigte sich bei Cadmium, Antimon, Wismut, Neusilber und der Wismutantimonlegierung, Eisen hingegen befolgte dieses Gesetz nicht. E. Lecher[2]) zeigte, daß die Abhängigkeit des Thomson-Effekts von der Temperatur in Kupfer und Silber durch eine Gerade gegeben ist und die in Eisen und Konstantan durch Kurven zweiter Ordnung. Untersuchungen für Zink liegen nicht vor, doch lassen A. Szarvassis[3]) Berechnungen auf Abweichungen vom Battellischen Gesetz von etwa 300 Proz. schließen.

Tabelle.[4])

	k	Beobachter	d[5])
Antimon . .	0,0419	0 — 100° Lorenz	+ 64
Cadmium .	0,21225		+ 31
Zink . . .	0,2636	18° 0,2653 / 100° 0,2619 Jaeger u. Diesselhorst	+ 11
Silber . .	1,044	0° 1,0960 / 100° 0,9919 H. F. Weber, Jaeger u. Diesselhorst	+ 6
Kupfer . .	0,7212		+ 2
Messing . .	0,229		+ 0,3
Blei . . .	0,0800	0° — 100° Lorenz	0
Zinn . . .	0,14755		— 0,1
Aluminium .	0,3527		— 0,1
Platin . .	0,1861	10° — 97° Gray	— 18
Neusilber .	0,07985		— 25
Eisen . . .	0,1646	0° — 100° Lorenz	— 31
Wismut . .	0,01705		— 31

1) Wiedemann, Elektrizität **2**, 338; auch ich habe ähnliche Rechnungen angestellt, verglich die Dichte, die spezifische thermische und elektrische Leitfähigkeit und den linearen Ausdehnungskoeffizienten mit dem Thomson-Effekt.
2) Wiedemann, Elektrizität **2**, 340.
3) F. Kohlrausch, Pogg. Ann. **160**, 601, 1875.

1) Wiedemann, Elektrizität **2**, 337.
2) E. Lecher, Ann. d. Phys. **19**, 853, 1906.
3) A. Szarvassi, Ann. d. Phys. **17**, 259, 1905.
4) Wiedemann, Elektrizität **2**, 335; für drei Metalllegierungen konnte ich leider keinen k-Wert finden.
5) Nach Le Roux.

Brünn, 19. Juni 1907.

(Eingegangen 21. Juni 1907.)

Einfache Methode zur annähernden Bestimmung von Trägheitsmomenten.

Von E. Waetzmann.

Ein Körper erfährt eine verschiedene Beschleunigung, je nachdem er unter der Einwirkung der Schwerkraft nur eine translatorische oder daneben noch eine Rotationsbewegung ausführt. Gewöhnlich wird dies an der schiefen Ebene nachgewiesen, indem man den Körper einmal die Ebene hinabgleiten und einmal ihn hinabrollen läßt. Im zweiten Fall ist die Beschleunigung, die er erfährt, eine geringere als im ersten; denn jetzt hat ihm die Schwerkraft neben der fortschreitenden Bewegung noch eine Rotationsbewegung um seine Achse zu erteilen. Ein Vollzylinder erhält z. B. beim Hinabrollen auf einer schiefen Ebene eine Beschleunigung, die nur $^2/_3$ so groß ist, als wenn er auf ihr hinabgleitet. Aus der Größe der Beschleunigungen beim Gleiten und beim Rollen ergibt sich dann das Trägheitsmoment nach der Formel:

$$\Sigma mr^2 = R^2 \cdot M \cdot \left(\frac{\gamma_g}{\gamma_r} - 1\right),$$

worin R den Radius, M die Masse des Körpers und γ_g resp. γ_r die Größe der Beschleunigung beim Gleiten resp. beim Rollen bedeuten.[1] Allerdings ist hierzu zu bemerken, daß $\frac{\gamma_g}{\gamma_r}$ in der Regel nicht sehr viel größer als eins ist, so daß ein kleiner Fehler in der Bestimmung von γ_g oder γ_r schon bedeutende Fehler für den Wert des Trägheitsmoments ergibt.

Leider läßt sich der erwähnte Versuch an der schiefen Ebene im allgemeinen nicht so einfach anstellen. Entweder die Körper sind schon ihrer Gestalt wegen zum Gleiten vollkommen ungeeignet, wie z. B. die Kugel; oder, wenn diese Schwierigkeit nicht vorhanden ist, so ist doch in jedem Fall die Reibung beim Gleiten so groß, daß der Versuch nur recht ungenaue Werte ergibt. Man pflegt sich daher in der Regel so zu helfen, daß man, um γ_g zu erhalten, den Körper auf möglichst leichte Friktionsrollen setzt. Jedoch wird dadurch der Versuch unübersichtlich und verhältnismäßig kompliziert.

Um die Einfachheit des Versuches zu erhalten, und zwar nicht auf Kosten seiner Genauigkeit, kann man, anstatt mit der schiefen Ebene, mit der Atwoodschen Fallmaschine arbeiten. Der Körper, z. B. ein Vollzylinder, wird von einem leichten Aluminiumbügel getragen, in welchem er derart in Körnerspitzen liegt, daß er um seine Längsachse rotieren kann. Die Lagerung in Körnerspitzen ist gewählt, einmal, um die Reibung möglichst gering zu machen; vor allem aber darf der Körper nicht etwa in der Mitte durchbohrt und über einen zylindrischen Stab als Achse geschoben sein, welcher die Rotation nicht mitmacht. So sind z. B. viele Kreisel konstruiert. Der hierdurch bedingte Fehler ist nicht unbedeutend. Der Bügel mit Vollzylinder wird nun an einem Faden befestigt, der am anderen Ende ein Gegengewicht trägt, welches gleich dem Gewicht des Vollzylinders ist, so daß der Bügel also als Übergewicht dient. Legt man jetzt den Faden über das Rad einer Atwoodschen Fallmaschine, so bewegt sich der Vollzylinder mit Bügel abwärts, und zwar erfährt er eine Beschleunigung, die man beliebig variieren kann, indem man den Bügel verschieden belastet. Wickelt man nun um den Zylinder eine Schnur von der Länge des zu durchfallenden Weges und befestigt ihr zweites Ende oben an dem Gestell der Fallmaschine, so muß sich der Zylinder während des Fallens von der Schnur abrollen; er erhält also eine geringere abwärts gerichtete Beschleunigung und braucht somit zum Durchfallen derselben Strecke mehr Zeit als vorher. Anstatt daß man den Faden ganz auf den Zylinder aufwickelt, genügt es auch, ihn einmal um denselben herumzuschlingen, so daß das Ende frei herabhängt.

Zunächst bestimmt man $\gamma_f = \frac{2s}{t^2}$, die Beschleunigung, die der Körper beim Fallen erhält, aus dem Weg s, den er durchfällt und der dazu notwendigen Zeit t; dann läßt man ihn in der beschriebenen Weise während des Fallens rotieren und erhält so γ_r aus s aus t_1, wo t_1 die Zeit ist, die er jetzt braucht, um den Weg s zurückzulegen. Man hat beim Anstellen des Versuches sorgfältig darauf zu achten, daß die Reibung am Faden möglichst gering ist, indem man die einzelnen Windungen nicht übereinander, sondern isoliert nebeneinander wickelt. Außerdem muß man das Übergewicht ziemlich groß wählen, damit die Reibung relativ weniger in Betracht kommt.

Ich stellte unter anderen einige Versuche mit einem Vollzylinder von 2,2 cm Radius, 3,8 cm Höhe und einem Gewicht von 500 g an; der Aluminiumbügel wog 5 g. Die Zeit wurde mit einem Halbsekundenpendel gemessen. Bei verschiedener Belastung des Bügels erhielt ich zu den Werten 9,5, 12,8 und 18,2 cm/sec² von γ_f die Werte 6,5 8,9 und 11,9 cm/sec² für γ_r; eine für Demonstrationsversuche mehr als ausreichende Genauigkeit. Das Trägheitsmoment ergibt sich hieraus zu 1128 [C. G. S.], während der berechnete Wert 1200 [C. G. S.] beträgt.

1) cf. O. Lummer und Cl. Schäfer, diese Zeitschr. 7, 269, 1906.

Mit der beschriebenen Versuchsanordnung läßt sich auch ohne weiteres zeigen, daß die Beschleunigung um so kleiner wird, je schneller der Körper rotiert. Man braucht dazu den Körper nur mit verschieden tiefen Einkerbungen zu versehen und den Faden in der einen oder anderen aufzuwickeln. Diese Variation des Versuches scheint mir geeignet, den Unterschied zwischen translatorischer Bewegung allein und zwischen translatorischer und Rotationsbewegung besonders deutlich hervortreten zu lassen.

Anmerkung von O. Lummer und Cl. Schaefer: Außer dem Trägheitsmoment kann man auch die Zentrifugalkraft „wägen", indem man eine in vertikaler Ebene mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotierende Masse auf die Wage setzt. Hierbei verliert die Masse scheinbar an Gewicht, während sie den oberen Halbkreis durchläuft, gewinnt dagegen scheinbar an Gewicht, während sie die untere Hälfte des Kreises durchläuft. Die scheinbare Gewichtsänderung ist eine Folge des Fallens der Masse zum Zentrum hin, hervorgerufen durch die Zentripetalkraft, durch die ihrerseits die d'Alembertsche Gegenkraft oder „Zentrifugalkraft" in die Erscheinung tritt. Auf einer aperiodischen Wage würde eine mit konstanter Winkelgeschwindigkeit rotierende Masse eine Pendelung hervorrufen mit einer vollen Schwingung während einer Umdrehung.

Bei einem in einer vertikalen Ebene schwingenden Pendel ist die d'Alembertsche Gegenkraft also immer vertikal aufwärts gerichtet, so daß das scheinbare Gewicht des Pendels beim Schwingen auf der Wage stets kleiner ist als beim Stillstand, entgegen unserer Behauptung in unserer oben zitierten Abhandlung, wo wir schreiben, daß das Pendel scheinbar leichter wird, wenn es sich der Ruhelage nähert, und scheinbar schwerer, wenn es sich von der Ruhelage entfernt.

Breslau, Physikalisches Institut, Juni 1907.

(Eingegangen 12. Juni 1907.)

Über ein Problem der Elastizitätstheorie.

Von Rudolf Girtler.

Anläßlich der Lösung eines elastischen Problems stieß ich auf folgende Frage. Es liegen zwei Körper isotroper Natur vor, die verschiedene Elastizitätskonstanten besitzen und sich längs einer Fläche unzertrennlich berühren. Werden die Körper durch beliebige Oberflächenkräfte beansprucht und wirkt als Volumkraft nur die Schwere, wo entsteht das Maximum bezw. Minimum der kubischen Dilatation?

Diese Frage ist mit Hilfe bekannter Sätze der Potentialtheorie ponderabler Massen, wie im folgenden gezeigt werden soll, leicht zu beantworten.

Wir wollen zuerst allgemeine Sätze über Extremwerte jener Funktionen φ der Raumkoordinaten x, y, z aufstellen, welche innerhalb eines gegebenen Raumes der Laplaceschen Gleichung $\Delta^2\varphi = 0$ genügen, an den Grenzen ihres räumlichen Geltungsbreiches bestimmte gegebene endliche Werte haben und innerhalb dieses Bereiches samt ihren ersten Ableitungen endlich und stetig bleiben und Ausnahme gewisser Flächen und Punkte, wo sich φ und ihr erster Differentialquotient sprungweise ändern können. Die Funktion φ soll eine reale Bedeutung in der Physik haben. Die Anzahl solcher Funktionen ist bekanntlich eine ziemlich beträchtliche; zu ihnen gehört auch die kubische Dilatation bei elastisch deformierten isotropen Körpern, wenn die Volumkräfte ein Potential besitzen, das der Laplaceschen Gleichung folgt (Lamé, Théorie de l'Elasticité).

Der Greensche Satz bildet einen der Hauptpfeiler der Potentialtheorie. Er findet seinen Ausdruck in der Gleichung

$$\int_{\omega}(U\Delta V - V\Delta U)\,d\omega = -\int_{\sigma}\left(U\frac{\partial V}{\partial n'} - V\frac{\partial U}{\partial n'}\right)d\sigma,$$

worin U und V samt ihren ersten Ableitungen endlich und stetig in dem durch die Fläche σ begrenzten Raum ω vorausgesetzt werden. Mit Hilfe dieses Satzes und des Dirichletschen Prinzips, das bekanntlich besagt, daß in einem einfach zusammenhängenden Raum ω stets nur eine einzige Funktion von x, y, z existieren kann und existieren muß, welche samt ihren ersten Ableitungen endlich und stetig ist, im ganzen Raume der Laplaceschen Gleichung genügt und an den Begrenzungsflächen σ bestimmte gegebene Werte annimmt, kann das wichtige Theorem hergeleitet werden:

I. Eine jede Funktion φ von x, y, z, die im Innern einer Fläche σ der Gleichung $\Delta^2\varphi = 0$ genügt und samt ihren ersten Ableitungen in diesem Raumbereiche endlich und stetig bleibt, kann als Potential einer auf der Begrenzungsfläche dieses Raumes in jedem speziellen Falle genau bestimmt verteilten unendlich dünnen ponderablen Massenschichte angesehen werden.

Durch Kombination des Theorems I mit dem Satze:

II. Ein Extremwert des Potential kann niemals außerhalb der Massen auftreten,

ziehen wir den Schluß:

III. Jede Funktion φ, welche innerhalb eines durch eine Fläche σ begrenzten einfach zusammenhängenden Raumes samt ihren ersten Ableitungen endlich und stetig ist und der Laplaceschen Gleichung genügt, deren Oberflächenwerte bestimmt gegebene Größen sind,

kann nur an dieser Oberfläche Extremwerte besitzen.

Zu dem Vorhergehenden fügen wir noch bei, daß der Satz II mit Hilfe des bekannten Gaußschen Satzes vom Mittelwert des Potentiales an der Oberfläche einer Kugel bewiesen werden kann (Mathieu, Theorie des Potentiales). Die Folgerung III, welche wir gezogen haben, ist in ihren Voraussetzungen dadurch beschränkt, daß sie die Funktion φ samt ihren ersten Ableitungen endlich und stetig voraussetzt und daß der Raum, der durch die Fläche σ begrenzt wird, ein einfach zusammenhängender sein muß. Ist der Raum nämlich mehrfach zusammenhängend, so ist die Funktion φ bei bestimmten Werten derselben an der Begrenzungsfläche des Raumes im allgemeinen und vom rein mathematischen Standpunkte mehrdeutig (H. Helmholtz, Crelle-Borchardts Journ. f. d. reine und angew. Math. Bd. LV, 1858). Für solche mehrdeutige Funktionen gilt aber der Greensche Satz nicht mehr und daher wird auch die Folgerung III im allgemeinen hinfällig. Es gibt nun auch auf dem Gebiete der Physik mehrdeutige Funktionen φ, wie zum Beispiel das Geschwindigkeitspotential im wirbellosen Teile einer idealen Flüssigkeit oder das Potential eines geschlossenen Stromleiters, auf welche also Satz III keine Anwendung finden kann; die größere Mehrheit der Funktionen φ mit physikalischer Bedeutung ist aber, wie man in jedem einzelnen Falle aus der Natur des Problemes sofort schließen kann, auch im mehrfach zusammenhängenden Raume eindeutig bei gegebenen Oberflächenwerten. Findet zum Beispiel zwischen zwei konzentrischen Kugelflächen mit den beziehungsweisen Temperaturen t_1 und t_2 stationäre Wärmeleitung statt, so kann die Temperatur im Zwischenraume der Kugelflächen als Funktion φ betrachtet werden, die aber eindeutig ist, trotzdem dieser Zwischenraum ein zweifach zusammenhängender Raum ist. Es wird also Satz III Anwendung finden können, der hier selbstverständlich ist. Man kann daher sagen, daß der Satz III auch auf mehrfach zusammenhängende Räume gültig sein kann, nur muß in jedem Einzelfalle eine Untersuchung über die Deutigkeit der Funktion φ erfolgen.

Es bleibt noch die Bedingung der Stetigkeit von φ und ihrer ersten Ableitung zu besprechen. Wir wollen hier wieder jene Fälle ausschalten, die einer physikalischen Bedeutung ermangeln. Die Funktion φ soll weder selbst noch in ihrer Ableitung an irgendeiner Stelle unendlich werden können. Wir betrachten nur jene Sondererscheinungen, für welche entweder die Funktion φ oder ihre erste Ableitung oder beide zugleich einen Sprung erleiden und zwar:

a) längs einer die Fläche σ, innerhalb welcher die Funktion φ überhaupt existiert, durchschneidenden offenen Fläche F (siehe Figur 1),

b) längs einer ganz innerhalb σ gelegenen geschlossenen Fläche F (siehe Figur 2),

c) in einem Punkte P innerhalb des von σ umschlossenen Raumes ω.

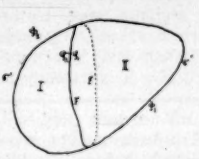

Fig. 1.

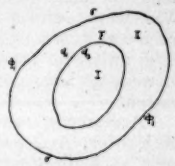

Fig. 2.

ad a) Die gemeinsame Oberfläche σ wird durch F in zwei Teile σ' und σ'' geteilt. Die Funktion φ habe auf beiden Seiten von F endlich verschiedene Werte φ_1 bezw. φ_2. Längs F findet daher der oben besprochene Sprung statt. Auf die beiden entstehenden Teilkörper I und II wenden wir die Sätze I und II an. Es folgt, daß der Extremwert von φ nur längs F, also an der Unstetigkeitsstelle oder längs σ auftreten kann.

ad b) Durch die Fläche F wird der ursprüngliche Raum in zwei Teile I und II zerlegt. Längs F findet wieder der Sprung von φ_1 auf φ_2 statt. Auf Raum I ist der obige Satz I bezw. II ohne weiteres anwendbar. Auf Raum II sind die Sätze I und II nur anwendbar, wenn bei gegebenen Oberflächenwerten längs F und σ die Funktion φ eindeutig ist. Hat also φ innerhalb II die Eigenschaft der Eindeutigkeit, so folgt wieder, daß φ nur längs F oder σ ein Extrem werden kann.

ad c) Wir legen um den Punkt P als Mittelpunkt eine unendlich kleine Kugel, wodurch wir auf den Fall b) kommen. Unter den dort auseinandergesetzten Bedingungen der Deutigkeit von φ in einem zweifach zusammenhängenden Raum folgt, daß der Extremwert von φ nur in dem Punkte P oder längs der Oberfläche σ auftreten kann.

Fassen wir aus dem Vorhergehenden das Wichtigste zusammen, so ergibt sich der erweiterte Satz III a:

Eine Funktion φ, welche in einem gegebenem einfach oder mehrfach zusammenhängendem Raum ω bei gegebenen Werten an der Oberfläche σ dieses Raumes eindeutig und stetig ist mit Ausnahme gewisser Flächen oder Punkte, wo φ oder ihre erste Ableitung oder beide zugleich eine Unterbrechung der Stetigkeit erleiden derart, daß dort φ einen endlichen Sprung macht, ohne unendlich zu werden, die ferner die Laplacesche Gleichung befriedigt, kann nur an der Oberfläche σ des Raumes ω

oder an diesen näher definierten Unstetigkeitsstellen ein Maximum oder Minimum werden.

Als Beispiel für φ wählen wir die kubische Dilatation ν in einer Kombination zweier elastischer isotroper Körper, die sich im spannungslosen Zustande längs einer Fläche unzertrennlich berühren sollen. Wird jetzt diese Kombination elastisch deformiert und wirkt als Volumkraft nur die Schwere, so wird bei beliebigen Oberflächenkräften die kubische Dilatation nur an der Berührungsfläche der Körper oder an der gemeinsamen Oberfläche einen Extremwert erlangen können. Es folgt das unmittelbar aus III a, da ν als Funktion φ mit den dort geschilderten Eigenschaften angesehen werden kann; längs der Berührungsfläche der beiden Körper erleidet ν im allgemeinen einen endlichen Sprung; dadurch ist die an die Spitze dieses Aufsatzes gestellte Frage beantwortet.

Zur Vervollständigung des Vorhergehenden und als Grundlage für einen weiteren Ausbau des Satzes III a möchten wir noch erwähnen, daß schon Green den nach ihm benannten Satz für das Unendlichwerden von U bezw. V an irgendeiner Stelle des Raumes ω vervollständigt (S. Green, ein Versuch, die mathematische Analysis auf die Theorien der Elektrizität und des Magnetismus anzuwenden 1828) und daß Lord Kelvin in der Abhandlung „on vortex motion", Edinburgh Transactions 1869, 25 den Greenschen Satz auf mehrfach zusammenhängende Räume erweitert hat.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

Über die H. Lorenzsche Theorie der Kreiselräder.

Von R. v. Mises.

Der Antwort des Herrn Prof. Hans Lorenz (Danzig)[1] auf meine Kritik[2] seiner Turbinentheorie[3] habe ich entgegenzusetzen:

Erstens, daß keiner meiner einzelnen, scharf formulierten Einwürfe gegen die Richtigkeit seiner Ableitungen widerlegt wurde;

Zweitens, daß seine neuen Ausführungen wieder eine Reihe von mathematischen und physikalischen Irrtümern enthalten, d. i. von Widersprüchen mit ganz allgemein als richtig erkannten elementaren Sätzen der Mathematik und Mechanik;

Drittens, daß ich die persönlichen Bemerkungen, meine Kritik sei „oberflächlich" und „sie lasse jedes Bestreben nach einer positiven Förderung des Problems vermissen" ebenso entschieden zurückweise, als ich den Ausfall gegen die wertvollsten Arbeiten auf dem in Rede stehenden Gebiete, die von Prof. Prášil in Zürich, auf das lebhafteste bedaure.

Zur Exemplifizierung des Sachverhaltes greife ich folgende Punkte heraus, mit deren Erörterung ich die Diskussion für mich als abgeschlossen ansehe.

1. Herr Lorenz erklärt gegenüber meiner Behauptung, die Einführung der Zwangsbeschleunigung in die Eulerschen Gleichungen sei unstatthaft: „Diese äußere Kraft ist vielmehr im allgemeinen in den Grundgleichungen vorhanden, so daß man ihr nur im besonderen Falle, z. B. durch Identifizierung mit der Schaufelreaktion einen physikalischen Sinn beizulegen hat."

Darauf erkläre ich: Die in den Eulerschen Gleichungen vorkommende Kraft ist die eingeprägte, räumlich verteilte Kraft, somit bei allen irdischen Problemen reibungsfreier Bewegung ausschließlich die Schwerkraft. Die Reaktionen von festen oder bewegten Wänden sind Oberflächenkräfte und treten in die Differentialgleichungen nicht ein. (In meinem Aufsatze habe ich gezeigt, daß auch die Fiktion unendlich dicht gestellter Schaufeln bei korrekter Durchführung des Grenzüberganges es nicht ermöglicht, die Schaufelreaktionen in der Form von räumlich verteilten Kräften darzustellen.)

2. Herr Lorenz erklärt mit Bezug auf meine Bemerkung, daß man mit den 4 Gleichungen, von denen er sagt, „sie definieren ganz allgemein eine gezwungene dreidimensionale Strömung," ohne weitere Annahmen das Auslangen nicht finden könne: „Wie oberflächlich Herr v. Mises verfährt, geht schon aus der Bemerkung hervor, daß die Zahl der Gleichungen nicht für die Bestimmung der Variablen ausreiche, obwohl diese sämtlich in meiner Arbeit ihren analytischen Ausdruck erhalten haben."

Darauf erkläre ich: Gerade daß sieben Variable ihren analytischen Ausdruck erhalten haben, fordert die Frage nach den benutzten weiteren drei Annahmen heraus. Und was antwortet Herr Lorenz? Erstens: $w_r r$ ist eine willkürliche Funktion von r — was in seiner Theorie als Resultat der Ableitungen erscheint; zweitens ε_r verschwindet, — was eben von mir unter Punkt 3 a als eine willkürliche, das Problem beschränkende Annahme hingestellt wurde, während es Lorenz jetzt aus Überlegungen herleiten will, die auf den Grundgleichungen selbst beruhen (denn die „Wirbelsätze" und der „Momentensatz" sind tatsächlich nur Folgerungen aus jenen 4 Grund-

1) Diese Zeitschr. **8**, 384, 1907.
2) Ebenda **8**, 314, 1907.
3) Neue Theorie und Berechnung der Kreiselräder, München 1906; ferner diese Zeitschr. **8**, 139, 1907.

gleichungen); drittens: es wird „gleicher Energieumsatz" gefordert — was überhaupt zu keiner Differentialgleichung führt, sondern einer Verfügung über Grenzbedingungen gleichkommt.

3. Die Einwände gegen meine Behauptungen unter 3 a, b, c, d, in meiner Kritik, treffen weder den klaren unzweideutigen Wortlaut meiner Sätze, noch sind sie sonst irgendwie geeignet, die beanstandeten Stellen zu retten.

Der unter 3e von mir bemängelte Beweis wird durch einen neuen, es ist der dritte[1]) von Herrn Lorenz publizierte, ersetzt, der ebenso unverständlich ist wie seine Vorgänger. Das halbe Dutzend gröbster mathematischer Irrtümer, das ich unter 4 zusammengefaßt habe, wird als „bloßes Mißverständnis meines Gedankenganges" (sc. des Lorenzschen) abgetan.

Schließlich wendet sich Herr Lorenz gegen mein Hauptresultat, das dahingeht, es lasse sich bei Vernachlässigung der Reibung und Annahme von unendlich viel Schaufeln aus den Eulerschen Gleichungen keinerlei Gesichtspunkt für die Wahl der Schaufeln und Kranzprofile ableiten. Er sagt: „Dies (sc. das Mißverständnis meines Gedankenganges) tritt noch besonders in dem Satze hervor, daß jede beliebige Profil- und Schaufelform den hydrodynamischen Grundgleichungen genüge, wobei auf die besonderen Bedingungen des Problems, insbesondere auf die Ökonomie des Energieaustausches gar keine Rücksicht genommen ist."

Darauf gestatte ich mir zu erwidern: Bei Behandlung der rein mathematischen Frage, ob beliebige Schaufelflächen und Radkränze eine Lösung der Eulerschen Gleichungen zulassen, kann ich unmöglich auf irgendwelche andere Bedingungen, seien sie technisch oder wirtschaftlich noch so wichtig, Rücksicht nehmen, sondern einzig und allein auf die rein mathematischen Sätze aus der Theorie der partiellen Differentialgleichungen, die ich zu studieren mich bemühte, bevor ich aus ihr Folgerungen für den Bau von Wasserrädern ziehen zu dürfen glaubte.

1) 1. Beweis, das zitierte Buch, S. 38; 2. Beweis „weil die in meinem Buche gegebene Ableitung vom mathematischen Standpunkt aus mir als nicht hinreichend streng bezeichnet wurde." Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen, S. 55, 1907; und ähnlich: diese Zeitschr. **8**, 142, 1907.

Brünn, am 4. Juni 1907.

Eingegangen 6. Juni 1907.)

Zur Theorie der Kreiselräder.

(Antwort auf die Einwände des Herrn v. Mises.)

Von H. Lorenz.

Aus den vorstehenden Bemerkungen des Herrn v. Mises erhellt, daß derselbe noch immer auf seiner schiefen Beurteilung meiner Theorie beharrt, da er das Wesen der von mir eingeführten Zwangsbeschleunigung nicht begriffen hat. Nachdem nun von Herrn Stodola[1]) in einer wichtigen Arbeit gerade hierfür eine Begründung vorliegt, welche allen Anforderungen nach mathematischer Strenge entsprechen dürfte, so kann ich mich mit dem Hinweis darauf begnügen. Herr Stodola und kurz darnach Herr Bauersfeld[2]) weisen im Anschluß an diese Begründung nach, daß es außer dem von mir abgeleiteten, vollkommen exakten Integral meiner Grundgleichungen auch bei verschwindendem Ringwirbel noch andere Lösungen gibt, deren explizite Darstellung allerdings bisher nicht gelungen ist. Solche Lösungen ergeben sich, wenn man auf die von mir stillschweigend gemachte, aber nicht absolut notwendige Voraussetzung verzichtet, daß alle Flüssigkeitselemente zur Aufnahme oder Abgabe derselben Energie die gleiche Zeit gebrauchen.

Dies konnte natürlich Herr v. Mises nicht bemerken, da er technische oder wirtschaftliche Bedingungen, welche für jedes Problem der Ingenieurmechanik die wesentliche Grundlage bilden, nicht anerkennt. Nach den oben angeführten, im Gegensatz zu der Kritik des Herrn v. Mises durchaus positiven Arbeiten braucht die Turbinentheorie glücklicherweise nicht zu warten, bis dieser zu eigenen Folgerungen für den Bau von Wasserrädern aus der Theorie der partiellen Differentialgleichungen gelangt sein wird.

1) A. Stodola, Zur Theorie der Dampfturbine. Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen, Heft 16, 1907.

2) W. Bauersfeld, Zur Lorenzschen Theorie der Kreiselräder. Ebenda, Heft 17.

Danzig, 29. Juni 1907.

(Eingegangen 29. Juni 1907.)

Über die Fortpflanzung der langen Erdbebenwellen.

Von Elmar Rosenthal.

Bekanntlich findet man für die Geschwindigkeit der langen Erdbebenwellen einen nahezu konstanten Wert, unabhängig von der auf der Erdoberfläche gemessenen Epizentralentfernung. Daraus schließt man dann, daß diese Wellen sich in der Tat parallel der äußeren Erdoberfläche fortpflanzen. Über die Natur dieser Wellen sind aber die Ansichten noch geteilt. Eine Zeitlang schien die Ansicht vorherrschend zu werden, daß diese Wellen eine Art Gravitationswellen der äußeren Erdkruste seien. Als aber Schlüter nachwies, daß die durch diese Wellenbewegung hervorgerufenen Bodenneig-

ungen sehr klein und jedenfalls nicht meßbar sind, schien die andere Ansicht, daß es sich um elastische Verschiebungswellen handele, wieder mehr Boden zu gewinnen. Die logischen Konsequenzen dieser letzteren Annahme sollen hier etwas besprochen werden in Anlehnung an die gut untersuchten Erscheinungen der atmosphärischen Optik.[1])

Elastische Wellen, die sich nahezu parallel einer Kugeloberfläche fortpflanzen, ergeben als Wellenstrahl einen Kreis oder eine Spirale mit eng aneinanderliegenden Windungen. Der Strahl muß also gegen den Erdmittelpunkt hin konkav gekrümmt sein, was nach dem Brechungsgesetz

$$\sin i_1 : \sin i_2 = v_1 : v_2 = n_2 : n_1$$

erfordert, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit innerhalb der vom Strahl durchlaufenen Schicht in der Richtung vom Erdmittelpunkt auswärts, also von unten nach oben, zunimmt. Dies steht mit den aus Beobachtungen über die Vorläuferwellen abgeleiteten Annahmen über die Konstitution der Hauptmasse der Erde im Widerspruch. Hiernach nimmt die Geschwindigkeit nach dem Inneren der Erde zu und die Stoßstrahlen sind nach dem Erdmittelpunkt zu konvex. Diese Widersprüche liessen sich durch die Annahme einer der Erdoberfläche verhältnismäßig nahen, dünnen Schicht erklären, in der vom übrigen Erdkörper abweichende Brechungsverhältnisse herrschen. Eine solche Schicht hat auch Benndorf[2]) in etwa $^4/_5$ des Erdradius supponiert, wobei natürlich die Tiefe von $^1/_5$ Erdradius nur einen ganz beiläufigen Näherungswert bildet.

Es ist aber für das Zustandekommen elastischer Wellen nach Art der langen Erdbebenwellen noch eine weitere quantitative Bedingung erforderlich, worauf im folgenden aufmerksam gemacht werden möge.

Es sei ϱ der Radiusvektor irgendeines Punktes, gerechnet vom Erdmittelpunkt, z der Winkel des Stoßstrahles mit dem Radius, n der Brechungsexponent, dann ist immer

$$n\,\varrho \sin z = \text{const.}$$

Es sei ferner r die (konstante) Entfernung des Erdbebenherdes vom Erdmittelpunkt, h die Höhe des betrachteten Punktes über der mit dem Radius r beschriebenen Kugelfläche und φ der Winkel (r, ϱ). Man hat dann

$$\operatorname{tang}\varphi = \varrho\,\frac{d\varphi}{d\varrho} = \frac{(r+h)\,d\varphi}{dh}$$

und hieraus folgt

$$\varphi = \int_0^h \frac{\gamma\,dh}{(r+h)\sqrt{(r+h)^2 n^2 - \gamma^2}},$$

wo $\gamma = r n_0 \sin z_0$ die obige Konstante bezeichnet. Diese aus der Theorie der atmosphärischen Refraktion wohlbekannte Gleichung drückt das Fermatsche Prinzip aus unter der Annahme, daß $n = f(\varrho)$ eine Funktion von ϱ allein ist.

Solange die Funktion unter dem Wurzelzeichen

$$U = (r+h)^2 n^2 - \gamma^2 > 0$$

bleibt für wachsende Werte von h, behält φ immer einen endlichen Wert und der Strahl tritt in dem dadurch bestimmten Punkte aus der Erdoberfläche aus. Sollen die Wellen die Erdoberfläche beliebig viele Male umkreisen, φ also fortgesetzt wachsen, so muß U für einen oder mehrere Werte von h, von denen wir den kleinsten, $h = a$, ins Auge fassen, verschwinden. Wir entwickeln U in der Nähe dieses Wertes nach der Taylorschen Reihe und haben:

$$U(h) = U(a) + (h-a)\,U'(a) + \frac{(h-a)^2}{1,2}\,U''(a) + \ldots\ldots$$

Da $U(a)$ verschwinden soll, so muß also sein:

$$U(h) = (h-a)\,V(a).$$

Es habe nun zunächst $V(a)$, also jedenfalls auch $U'(a)$ einen endlichen, von 0 verschiedenen Wert. Auch in diesem Falle behält das Integral:

$$\varphi = \int_0^a \frac{\gamma\,dh}{(r+h)\,(h-a)^{1/2}\sqrt{V(a)}} = \int_0^a \frac{\varphi(h)\,dh}{(h-a)^{1/2}},$$

wo $\varphi(h)$ immer endlich bleibt, einen endlichen Wert. Es möge nun aber auch $U'(a)$ verschwinden, dagegen die weiteren Glieder der Entwickelung endlich bleiben. Dann wird

$$U(h) = {}^1/_2\,(h-a)^2\,W(a)$$

und das Integral

$$\varphi_a = \int_0^a \frac{\varphi_1(h)\,dh}{h-a}$$

und dieses Integral wird in der Tat unendlich groß.

Ist, wie angenommen werden muß, U zunächst positiv, so wird U mit wachsendem h zunächst abnehmen bis zu dem Werte $U(a)$, und $U'(a)$ also negativ sein. Der Ausdruck unter dem Wurzelzeichen bleibt positiv bis zu diesem Werte. Wird hier $U'(a)$ nicht gleich

1) Mascart, Traité d'Optique. Vol. III.

2) Benndorf, Über die Art der Fortpflanzung der Erdbebenwellen im Erdinnern. (II. Mitteil.) Mitteil. Wien. Erdbebenkomm. N. F. No. XXXI.

Null, so wird das Radikal imaginär. Es findet eine Spiegelung statt und der Strahl kehrt ins Erdinnere zurück. Wird dagegen $U'(a) = 0$, so tritt der besprochene Fall von um die Erdkugel fortgesetzt herumlaufenden Wellen ein.

Die letztere Bedingung ergibt:

$$0 = n + (r+h)\frac{dn}{dh} \quad \text{oder} \quad \frac{dn}{n} = -\frac{dh}{r+h}$$

für $h = a$. Hieraus folgt dann

$$n_a(r+a) = \text{const} \quad \text{oder} \quad r + a = kv_a,$$

wenn wir mit v die Geschwindigkeit bezeichnen. Die Geschwindigkeit ist also an dieser Stelle eine lineare Funktion der Entfernung vom Erdmittelpunkt.

Es ist jetzt leicht ersichtlich, daß die Forderung einer mit wachsendem r wachsenden Geschwindigkeit praktisch auf einen fast konstanten Geschwindigkeitswert hinausläuft, wie das auch mit den Annahmen von Benndorf übereinstimmt. Messen wir nämlich alle Längen in km, so ist in der Gleichung

$$\frac{dv}{dh} = \frac{v}{r+h}$$

der Zähler rechts etwa $3\,^1/_3$ km, wogegen der Nenner über 6000 km beträgt. Die Geschwindigkeit variiert also nur um $^1/_{20}$ Prozent ihres Wertes pro km, während das gesamte hier in Frage kommende Höhenintervall nur klein zu sein braucht.

Die von Benndorf angenommene Tiefe von $^1/_5$ bis $^1/_{10}$ Erdradius für die Schicht mit den besprochenen Eigenschaften scheint vielleicht etwas zu groß für die Annahme, daß diese Schicht die Trägerin der langen Erdbebenwellen sei und auch die Benndorfsche Geschwindigkeit (11 km) stimmt nicht.

Demgegenüber sei nochmals festgestellt, daß dieser Tiefenwert noch durchaus keine endgültige Bestimmung bildet. Andererseits wird die Annahme plausibel erscheinen, daß die oberen, lockeren Bodenschichten, in denen unsere Instrumente stehen, sich dem stark komprimierten und sehr elastischen Erdinneren gegenüber verhalten, wie die Sandkörnchen auf einer Chladnischen Platte. Diese Körnchen machen im allgemeinen die Schwingungen der Platte mit, ohne in ihrer Gesamtheit selbst eigentlich einen schwingenden Körper zu bilden. Zuweilen, bei großen Amplituden und passender Stoßrichtung in bezug auf die geometrische Gestalt der Körnchen, werden sie beiseite geworfen und wandern so allmählich in die Knotenlinien. Die letztere Erscheinung würde ihr Analogon in den nicht seltenen Fällen finden, wo ein lokales Erdbeben durch das Eintreffen der Wellen eines anderen ausgelöst wird.

Straßburg, Juni 1907.

(Eingegangen 5. Juli 1907.)

Über das Gesetz von Dulong-Petit.

Von P. Rohland.

In einer Arbeit von A. Wigand über die „Gültigkeitsbedingungen des Gesetzes von Dulong und Petit“ [1]) finden sich zwei Bemerkungen über meine Abhandlung „Ein Hinweis auf eine Deutung des Dulong-Petitschen Gesetzes“ [2]), die eine kurze Entgegnung nötig machen.

In dem Satze von Hrn. A. Wigand: „für diese grundlegende Beziehung war also das, was an meinem Gedanken, das Dulong-Petitsche Gesetz durch die Wechselwirkung zwischen Äther und Atomen zu begründen, richtig ist, schon im voraus ausgeführt“ findet sich ein deutlicher und unverkennbarer Widerspruch mit seinen kurz vorher gemachten Ausführungen.

In diesen legt Hr. Wigand dar, daß die Ableitung von Hrn. Richarz sich auf Betrachtung der schwingenden Atome beschränkt, den etwaigen Einfluß des Äthers und der Elektronen für die Erklärung der spezifischen Wärme aber nicht berücksichtigt.

Und auch in der Arbeit von Hrn. M. Planck, die mir bis jetzt noch nicht zu Gesicht gekommen war, ist nur die Atomwärme eines einatomigen Gases aus Beziehungen zwischen Äther und Atomen abgeleitet.

Während also Hr. Richarz Äther und Elektronen unberücksichtigt läßt, und auch Hr. Planck sich auf die Atomwärme eines einatomigen Gases beschränkt, habe ich die Wechselwirkungen zwischen dem immateriellen Äther und den materiellen Molekülen zur Deutung des Gesetzes von Dulong-Petit, das sich doch nicht nur auf einatomige Gase bezieht, benutzt.

Dieser Gedanke war von mir so gestaltet, daß er entweder vollständig den Anspruch auf Richtigkeit hat, oder überhaupt verworfen werden muß; daher die Bemerkung von Hrn. Wigand von der teilweisen Richtigkeit dieses Gedankens hinfällig ist.

Was den anderen Punkt anbetrifft, den Hr. Wigand bemängelt, „daß nach den Resultaten der modernen Volumentheorie die Auffassung nicht mehr zulässig ist, daß die Größe der Moleküle sehr klein im Vergleich gegenüber ihrem gegenseitigen Abstande ist, und die Moleküle fester Körper ein weitmaschiges Maschenwerk bilden“, so möge er sich mit Hrn. G. Mie [3]) auseinander setzen, auf dessen Untersuchungen und daraus gezogenen Schlußfolgerungen ich ausdrücklich hinge-

1) Diese Zeitschr. **8**, 344, 1907.
2) Diese Zeitschr. **7**, 832, 1906.
3) G. Mie, Die neueren Forschungen über Ionen und Elektronen. 1906. Ferd. Enke, Stuttgart.

wiesen habe, und denen ich allerdings vollständig beistimme.

Im Vergleich zu der älteren Auffassung über die Konstitution fester Körper[1]) erscheint die Miesche Hypothese einleuchtender und brauchbarer; sie erklärt z. B. und veranschaulicht besser die Reaktionsfähigkeit fester Stoffe untereinander und die Plötzlichkeit, mit der die Reaktion zwischen Stoffen im festen und im gasförmigen Aggregatzustande bei bestimmter Temperatur erfolgt.

Herr Wigand hält aber die Miesche Auffassung „nach den Resultaten der modernen Volumtheorie" nicht mehr für zulässig; diese Theorie aber von Hrn. Traube[2]) kommt zu der Annahme, die aber doch nicht als „Ergebnis" bezeichnet werden kann, daß die Zwischenräume zwischen den Atomen „weitaus kleiner" gedacht werden müssen, als vielfach angenommen wird.

Im übrigen teilt das Dulong-Petitsche Gesetz das Schicksal mancher anderen Naturgesetze, es ist der Modifikation durch die Erfahrung ausgesetzt.

Erfüllt es seinen Zweck nicht mehr, stellt es keine lückenlose Zusammenfassung einer Tatsachenreihe mehr dar, läßt es andere Tatsachen nicht mehr mit einiger Bestimmtheit voraussehen, so ist es ein Anzeichen dafür, daß es zu eng gefaßt worden ist, und der Erweiterung bedarf, um allen Tatsachen gerecht zu werden; und darnach ist auch sein Wert bei der Atomgewichtsbestimmung zu bemessen.

Mit einer Erweiterung des Gesetzes müßte sich auch die theoretische Deutung noch vertiefen, die aber am besten durch Beziehungen zwischen dem immateriellen Äther und den materiellen Molekülen zum Ausdruck gebracht wird.

1) conf. W. Ostwald, Lehrbuch der allgemeinen Chemie.
2) Ann. d. Phys. **22**, 519, 1907.

Institut für Elektrochemie und technische Chemie der Technischen Hochschule Stuttgart.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

Für und wider die Emulsionsnatur der kristallinischen Flüssigkeiten.

Von Emil Bose.

Vor einiger Zeit konnte der Verfasser dieser Zeilen an der Hand von theoretischen und experimentellen Untersuchungen über die physikalischen Eigenschaften der Emulsionen zeigen, daß bei solchen Anomalien in den Volum- und Viskositätsverhältnissen auftreten können, die zum mindesten eine auffallende Ähnlichkeit mit denjenigen bieten, welche an den sogenannten kristallinischen Flüssigkeiten beobachtet worden sind. Man kann zurzeit sagen, daß die bisher publizierten Beobachtungen über Dichte- und Viskositätsanomalien kristallinisch-flüssiger Substanzen vorerst nicht als bündige Beweise gegen die Emulsions- und für die Sondernatur der kristallinischen Flüssigkeiten angesehen werden können. Dies hat auch Herr R. Schenck in der Diskussion zu einem Vortrage des Verfassers auf der Hamburger Versammlung der Deutschen Bunsengesellschaft anerkannt und sogar in liebenswürdigster und dankenswertester Weise Substanz zu Versuchszwecken zur Verfügung gestellt.[1])

Es ist nun der Zweck der vorliegenden Zeilen, noch auf eine Reihe von Erscheinungen und Gesichtspunkten hinzuweisen, die teils für, teils gegen die Emulsionsnatur der kristallinischen Flüssigkeiten sprechen, resp. in Beziehung zu diesen Dingen stehen. Insbesondere knüpfen diese Betrachtungen an an die ausgezeichneten Arbeiten von D. Vorländer, der sich um die Erforschung der Bedingungen des kristallinisch-flüssigen Zustandes namentlich auch durch die Entdeckung einer großen Reihe neuer derartiger Substanzen verdient gemacht hat.

Ich knüpfe zunächst an eine Arbeit von D. Vorländer und A. Gahren an[2]), welche gefunden haben, daß unter Umständen eine kristallinische Flüssigkeit entstehen kann durch Mischen zweier Substanzen, die jede für sich im reinen Zustande nicht kristallinisch flüssig sind. In diesem Falle liegt also jedenfalls ein System zweier Komponenten vor, und damit hat die Emulsionstheorie es hier besonders leicht. Die übrigen kristallinisch-flüssigen Substanzen werden von der Emulsionstheorie als verborgene binäre Systeme von begrenzt mischbaren Substanzen angesehen, sei es indem man Anwesenheit von Verunreinigungen oder Vorliegen von Isomerie-Erscheinungen annimmt. Sowohl das Vorhandensein der zweiten Komponente wie die Heterogenität des Systems wird von der anderen Seite bestritten. Bei dem Vorländer-Gahrenschen Beispiel aber ist jedenfalls kein Zweifel darüber, daß ein System zweier Komponenten vorliegt.[3]) Einzeln genommen geben diese im geschmolzenen

1) Ber. d. D. chem. Ges. **40**, 1966, 1907.
2) Ich hoffe in einiger Zeit über Versuche, die ich zusammen mit Hrn. Dr. F. Conrat, in dieser Richtung in Vorbereitung habe, weiteres mitteilen zu können. Es handelt sich hier darum, zu entscheiden, ob eine isotherme sprungweise Änderung der inneren Reibung oder nur ein pseudosprungweiser Übergang vorliegt.
3) Herr Professor Vorländer besaß übrigens, wie ich auch hier mit aufrichtigem Danke erwähnen möchte, die große Liebenswürdigkeit, dem Verfasser Proben zweier solcher Substanzen zu Versuchen zu überlassen. Auch hierüber hoffe ich in einiger Zeit zusammen mit Herrn Dr. Conrat berichten zu können.

Zustande keine Aufhellung zwischen gekreuzten Nicols, während Gemische beider innerhalb gewisser Grenzen der Zusammensetzung trübe Schmelzflüsse bilden, welche durch intensive Aufhellung zwischen gekreuzten Nicols sich auszeichnen. Hier kann also nur noch die Heterogenität des Systems bestritten werden. Die Verfasser der genannten Abhandlung halten es deshalb auch sogleich für notwendig, emulsionstheoretischen Deutungen dieser Beobachtungen vorzubeugen, indem sie darauf hinweisen, daß bei Phenolwasseremulsion die Aufhellung sehr viel schwächer ist und daß hier kein Pleochroismus beobachtet wird. Auf den Pleochroismus an inhomogenen Systemen wird weiter unten noch zurückzukommen sein, was aber den nur graduellen Unterschied in der Intensität der Aufhellung betrifft, so ist die Aufhellung, die bei Emulsionen zwischen gekreuzten Nicols beobachtet wird, in erster Linie Funktion der Tröpfchengröße und Tröpfchenzahl und hängt demnach unmittelbar zusammen mit der Frage nach der Lebensdauer oder Beständigkeit der Emulsion. Die Entmischung einer Emulsion zu zwei völlig getrennten Schichten erfolgt um so schneller, je schneller dieselbe über das Stadium der kleinsten Tropfen hinwegkommt. Die Lebensdauer von Emulsionen kann nun erfahrungsmäßig eine sehr verschiedene sein; Emulsionen von Propionitril und Wasser zerfallen bei Zimmertemperatur in wenigen Sekunden vollständig, solche von Phenol und Wasser brauchen unter gleichen Umständen einen nach Tag und Stunden zählenden Zeitraum dazu, die Lebensdauern beider verhalten sich der Größenordnung nach gewiß wie 1 : 10 000 bis 1 : 100 000. Es ist kein Grund einzusehen, weshalb es nicht Emulsionen geben soll, deren Lebensdauer noch 100 oder 1000 mal so groß ist wie die der besten Phenolwasseremulsionen. An solchen Fällen wären der Kleinheit der Tröpfchen wegen (insbesondere bei recht nahe gleichen Werten der Dichte und Dielektrizitätskonstanten) Absetzversuche, sowie Versuche zur Trennung durch Zentrifugieren oder elektrische Kataphorese aussichtslos. Vom Standpunkte der Emulsionstheorie aus wären demnach die kristallinischen Flüssigkeiten als Emulsionen mit besonders großer Lebensdauer zu betrachten, deren Tröpfchengröße jenseits des Auflösungsvermögens unserer Mikroskope liegt. Auch eine ultramikroskopische Sichtbarmachung der Heterogenität braucht keineswegs möglich zu sein, da diese ja bekanntlich an erhebliche Unterschiede im Brechungsindex geknüpft ist.

Außer der Trübung durch unzweifelhafte Emulsionsbildung hat man bei Systemen zweier begrenzt mischbarer Flüssigkeiten, falls die Zusammensetzung des Gemisches nahe der des kritischen Gemisches ist, noch die sogenannte „kritische Trübung", die bei Temperaturen oberhalb der kritischen Lösungstemperatur beobachtet wird und deren Untersuchung besonders von Friedländer[1]), durchgeführt worden ist. Diese recht beständigen Trübungen, deren Entstehung vielleicht eine Analogie zur „retrograden Kondensation" gewisser Gasgemische bildet, kann für die Theorie der kristallinischen Flüssigkeiten wohl kaum herangezogen werden, obgleich auch hier Viskositätsanomalien auftreten, denn es fehlt hier die scharfe Temperaturgrenze zwischen den klaren und trüben Zuständen.

Ich habe oben darauf hingewiesen, daß die Emulsionstheorie die kristallinischen Flüssigkeiten als „verborgene" komplexe (in der Regel binäre) Systeme betrachtete und speziell auf das Vorhandensein von Verunreinigungen oder von begrenzt mischbaren Isomeren hinweist. Beide Möglichkeiten werden, wie erwähnt, von den Verfechtern der Sondernatur der kristallinischen Flüssigkeiten bestritten, die letztere Möglichkeit aus Gründen des chemischen Gefühls, die erstere wohl besonders, weil darin ein Vorwurf gegen die präparativen Fähigkeiten der betreffenden Darsteller dieser Substanzen erblickt wird, wenn gegen die Reinheit der Stoffe Zweifel erhoben werden. Zu beiden Seiten der Sache habe ich Bemerkungen zu machen.

Im allgemeinen findet sich zweifellos in der ganzen Chemie der Satz bestätigt, daß einander chemisch sehr nahe stehende Substanzen, insbesondere natürlich isomere, miteinander in allen Verhältnissen mischbar sind. Eine gegenteilige Annahme würde also, heißt es, dem chemischen Gefühl und jeglicher Erfahrung widersprechen. Nun zeigen aber auch im allgemeinen durch die ganze Chemie hindurch chemisch sehr ähnlich konstituierte Körper, Glieder homologer Reihen, Isomere etc., ähnliche Reaktionen. Trotzdem aber treten bisweilen Fälle auf, in denen z. B. das eine von zwei Isomeren unfähig ist, eine Reaktion einzugehen, welche das andere leicht oder gar mit Vorliebe eingeht. Für besonders eklatante Fälle der Art ist der Begriff der „sterischen" oder räumlichen Behinderung einer Reaktion eingeführt worden. Es erscheint mir nun keineswegs undenkbar, daß rein sterische Gründe bisweilen die Veranlassung sein könnten, derenthalb Gemische ähnlicher oder gar isomerer Substanzen unterhalb einer gewissen Temperatur in zwei Phasen zerfallen, weil die damit erreichte Anordnung weniger gezwungene Zustände darstellt, als sie durch Beibehalten gleichmäßiger Verteilung entstehen würden (Prinzip des kleinsten Zwanges). Die Tatsache,

1) Zeitschr. f. phys. Chem. **38**, 385, 1901.

daß in allen bisher genauer untersuchten Fällen mit dem Übergang aus der klaren in die kristallinisch-flüssige Modifikation eine Volumabnahme verbunden ist, würde sich im Lichte einer derartigen Auffassung ohne weiteres erklären.[1])

Nun zu der anderen Seite der Frage, den Verunreinigungen. Die Tatsache, daß hartnäckige Bildung isomorpher Mischkristalle die Reindarstellung von Verbindungen bisweilen überaus schwierig, ja fast unmöglich gestalten kann und demnach Verunreinigungen in solchen Fällen durchaus entschuldbar sein können, ist für jeden ehrgeizigen präparativen Chemiker ein schlechter Trost. Gerade deshalb halte ich es für besonders wichtig, darauf hinzuweisen, daß auch zweifellos wohldefinierte chemische Verbindungen in gewissen Fällen beim Schmelzen zu einer ebenso zweifellosen Emulsion zerfallen können. Das typischste Beispiel ist das Hydrat des Broms, eine wohldefinierte gut kristallisierende Verbindung, deren Reindarstellung keinerlei wesentliche Schwierigkeit bietet. Diese Substanz zerfällt beim Schmelzen in eine prachtvoll gefärbte, recht beständige Emulsion von Tröpfchen einer wasserhaltigen Bromphase in mit Brom gesättigtem Wasser.[2]) Es brauchen demnach die „Verunreinigungen" keineswegs als ein „notwendiges" Requisit der Emulsionstheorie betrachtet zu werden, vielmehr kann auch eine durchaus einheitliche Substanz ein „verborgenes" binäres System sein und beim Übergang in eine andere Phase als solches fungieren, wie denn ja auch die wohldefinierte Verbindung Salmiak im Dampfzustande das binäre System Ammoniak plus Chlorwasserstoff bildet, dessen Komponenten bekanntlich z. B. durch ihre verschiedene Diffusionsfähigkeit getrennt werden können. Welche der emulsionsbildenden Ursachen in jedem einzelnen Falle vorliegen würde, müßte eben in jedem Falle besonders entschieden werden.

Herr Siedentopf hat gelegentlich seiner schönen ultramikroskopischen Untersuchungen an gefärbtem Steinsalz zunächst den Pleochroismus der einzelnen Beugungsscheibchen nachgewiesen. Durch vorübergehenden Druck werden, wie mir Herr Siedentopf freundlichst mitteilte und an seinen Präparaten zeigte, diese gefärbten Steinsalzpräparate sogar auch für die direkte Betrachtung pleochroitisch. Es lassen sich an derartigen Präparaten kristalloptische Erscheinungen beobachten, die man sonst nur homogenen Kristallen zuschreibt.

1) Vor wenig Jahren noch widersprach eine Transmutation chemischer Elemente jeglichem chemischen Gefühl und jeder Erfahrung.

2) Ähnlich verhält sich das Hydrat des Chlors; auch Schenck hat ein solches System in der Verbindung $PCl_3 . Br_2$ gefunden, das sogar oberhalb des Schmelzpunktes der festen Verbindung einen scharfen Klärungspunkt des entstandenen heterogenen Systems aufweist.

Herr Siedentopf hat mir weiterhin brieflich mitgeteilt, daß somit auch die optischen Eigenschaften heterogener Systeme zu ähnlichen Gedankengängen führen, wie ich sie gelegentlich meiner Mitteilung über die physikalischen Eigenschaften der Emulsionen angestellt habe.

Demnach scheinen mir auch, abgesehen von den bei der früheren Gelegenheit geltend gemachten Gesichtspunkten eine ganze Reihe weiterer Punkte für die Möglichkeit zu sprechen, daß in den kristallinischen Flüssigkeiten heterogene Systeme vorliegen. Speziell würden auch diejenigen Fälle, in welchen an einem und demselben Präparate zwei kristallinisch flüssige Modifikationen beobachtet worden sind, sich als heterogene Systeme deuten lassen, indem sie etwa vom Standpunkte der Emulsionstheorie aus als ternäre Systeme mit drei flüssigen Phasen anzusprechen wären, wo beim Überschreiten der zwei sog. Umwandlungstemperaturen jedesmal eine flüssige Phase verschwände.

Wenn ich trotzdem Anstand nehme, mich völlig auf die Seite der Emulsionstheorie zu schlagen, so ist diese Zurückhaltung lediglich bedingt durch die Überzeugung, daß die Verhältnisse noch nicht genügend weitgehend geklärt sind, um ohne weiteres die Sondernatur der kristallinischen Flüssigkeiten leugnen zu können. Es scheinen mir vielmehr auch für die Annahme der Sondernatur dieser Substanzen Gründe vorzuliegen, deren Bedeutung nicht zu verkennen ist, und welche es ermöglichen, auch auf durchaus anderem Wege eine Erklärung der merkwürdigen Eigenschaften dieser Stoffe anzustreben.

Hier knüpfe ich wiederum an eine Arbeit Vorländers an. Dieser hat an sehr zahlreichen Fällen nachgewiesen, daß das Auftreten kristallinisch-flüssiger Zustände durchaus an die Erfüllung bestimmter konstitutiver Bedingungen für den molekularen Bau der Substanzen bedingt ist, deren Fehlen die Entstehung liquokristalliner Zustände ausschließt. Hier möchte ich ganz besonders darauf hinweisen, daß Vorländer in überzeugender Weise nachzuweisen vermag, daß ein möglichst langgestreckter Bau des Moleküls Vorbedingung ist, während Seitenketten oder erhebliche Verkürzung des Moleküls das trübflüssige Gebiet zum Verschwinden bringen. Nur wenn ganz kurze Seitenketten die schon überwiegend langgestreckte Form des Moleküls kaum merklich benachteiligen, bleibt eventuell der kristallinisch-flüssige Zustand erhalten. Hier handelt es sich offenbar um eine Erscheinungsgruppe, die nur schwer sich in das Gebäude der Emulsionstheorie in ihrer heutigen Gestalt hineinnehmen läßt, mit der jedoch diese Theorie sich zweifellos in irgendeiner Weise abzufinden haben würde.

Andererseits scheint mir gerade hier ein

wichtiger Fingerzeig für eine selbständige kinetische Theorie des sog. kristallinisch-flüssigen Zustandes zu liegen. Die Grundgedanken einer solchen Theorie möchte ich hier kurz skizzieren.

Van der Waals' kinetische Theorie der Flüssigkeiten operiert bekanntlich mit kugelförmigen Molekülen und hat sich am besten dort bewährt, wo diese Voraussetzung am weitgehendsten erfüllt ist, d. h. bei den einatomigen Gasen. Handelt es sich um flüssige Substanzen mit extrem langgestreckten Molekülen, die man sich für die Durchführung der Theorie vielleicht am einfachsten zunächst durch langgestreckte Rotationsellipsoide zu ersetzen haben würde, so scheint mir qualitativ folgendes Verhalten derartiger Substanzen vorauszusehen.

Solange noch die Mittelpunkte zweier Moleküle im Mittel einen Abstand haben, welcher gleich oder nur weniger kleiner als die halbe Längsachse des Ellipsoides ist, werden neben der üblichen hin- und herfahrenden Bewegung auch sämtliche Rotationsbewegungen der Moleküle, insonderheit auch die nicht um die Längsachse erfolgenden, unbehindert vor sich gehen können. Beim Fehlen äußerer Kräfte wären die sämtlichen Richtungen im Raume dann nicht nur bezüglich der Geschwindigkeit der Molekülschwerpunkte wie der Größe der mittleren Weglängen gleichberechtigt, sondern auch bezüglich des Vorkommens der verschiedenen Längsachsenrichtungen. Die Wärmebewegung in der Flüssigkeit wäre demnach im stationären Zustande eine molekular-ungeordnete Bewegung im Sinne Boltzmanns, wobei sich der Begriff der molekularen Unordnung auch auf alle Rotationsbewegungen erstreckt.

Dieser Zustand völliger molekularer Unordnung würde bei erheblich weiterer Annäherung der Molekülmittelpunkte (mittlerer Abstand zweier Molekülmittelpunkte klein gegen die Längsachse des einzelnen Moleküls) eine wesentliche Änderung erfahren. Zwar könnte bezüglich der Geschwindigkeit der Molekülschwerpunkte die molekulare Unordnung noch weiter bestehen (flüssiger Zustand), dagegen würden Gruppen nahe benachbarter Moleküle (Schwärme) wegen gegenseitiger Behinderung bezüglich der Lage der Längsachsen der Moleküle nicht mehr molekular ungeordnet sein. Demnach würde z. B. innerhalb kleiner Bezirke die mittlere Weglänge nach verschiedenen Richtungen verschieden sein können und die Rotationsbewegungen durch Behinderung von Überschlagsbewegungen um kurze Achsen ebenfalls bis zu gewissem Grade geordnet sein. Innerhalb eines jeden solchen Schwarmes hätte demnach eine gewisse Anisotropie Platz gegriffen, ohne daß darum von einer Kristallstruktur (Raumgitter) oder von einer Gestaltungskraft die Rede zu sein braucht. Ist die Ausdehnung dieser Schwärme mit bis zum gewissen Grade molekular geordneten Bewegungen nicht mehr klein gegenüber den Lichtwellenlängen, so treten optische Störungen an den Schwarmgrenzen auf, denen das trübe Aussehen der Flüssigkeiten, die Aufhellung zwischen gekreuzten Nicols etc. zu verdanken ist. Daß die Bildung molekulargeordneter Schwärme mit Volumverminderung gegen den molekular völlig ungeordneten Zustand verbunden sein wird, ist einleuchtend, desgl. daß die innere Reibung innerhalb der Schwärme eine Minimalrichtung besitzt, die bei Reibungsversuchen sich zur Geltung bringt.

Es wäre daher meines Erachtens zurzeit eine für die Ausgestaltung unsers Wissens über die kristallinischen Flüssigkeiten äußerst wichtige Frage, deren Antwort jedoch die mathematische Physik mit den Hilfsmitteln der statistischen Mechanik zu erbringen hätte, wie sich die Eigenschaften eines flüssigen Mediums mit langgestreckten Ellipsoidmolekülen in Abhängigkeit von der Temperatur gestalten würden, spez. ob derartige starke Veränderlichkeit gewisser Eigenschaften im Übergangsgebiet zu erwarten wäre. Wieweit die Mittel der statistischen Mechanik zurzeit schon ausreichen, um derartige Probleme mit Erfolg in Angriff zu nehmen, vermag ich nicht zu übersehen und würde dahingehende Äußerungen aus den Kreisen der mathematischen Physiker mit Freuden begrüßen.

Sollte in der Tat eine der so skizzierten ähnliche kinetische Auffassung bei ihrer mathematischen Durchführung sich zu einer wirklichen Theorie des kristallinischen flüssigen Zustandes ausbauen lassen, so dürfte damit die Sondernatur der beobachteten Erscheinungen erst vollgültig bewiesen sein.

Es versteht sich übrigens nach dem Gesagten von selbst, daß man dann, statt von flüssigen „Kristallen" oder „kristallinischen" Flüssigkeiten zu reden, besser sich auf den Namen „anisotrope" Flüssigkeiten beschränken würde; von Kristall im eigentlichen Sinne wäre ja mangels einer bestimmten Kristallstruktur durchaus nicht mehr die Rede. Dagegen wäre es sehr wohl denkbar, daß zwischen dem starren Raumgitter fester Kristalle über die verschiedenen Grade der leicht deformierbaren Raumgitter weicher bis fließender (nicht flüssiger) Kristalle bis zu den raumgitterlosen anisotropen Flüssigkeiten alle Arten von Zwischenstufen möglich sind.

Was zurzeit des eingehenden quantitativen Studiums nach allen Richtungen hin bedarf, ist nicht so sehr das Gebiet der mehr oder weniger plastischen Kristalle, deren Existenz von keiner Seite ernsthaft bestritten wird und bestritten

werden könnte, sondern das Gebiet derjenigen Zustände, in denen sich innerhalb einer unzweifelhaften Flüssigkeit ein ungeordnetes Durcheinander von Bezirken mit partieller Anisotropie findet. Mit vollem Rechte betont daher Nernst in dem soeben erschienenen 2. Teil seiner Theoretischen Chemie (5. Aufl.), daß Aufklärung der zahlreichen hier noch vorliegenden Rätsel nur von quantitativer Untersuchung, nicht aber von Häufung qualitativer Beobachtungen zu erhoffen ist. Hierhin gehört meines Erachtens das genauere quantitative Studium des physikalisch-chemischen Verhaltens der sog. kristallinischen Flüssigkeiten wie der Emulsionen, daneben aber insbesondere seitens der mathematischen Physik die strenge kinetische Behandlung molekular anisotroper Flüssigkeiten auf Grundlage der statistischen Mechanik.

Danzig-Langfuhr, physikalisch-chemisches Laboratorium der Technischen Hochschule, Juni 1907.

(Eingegangen 11. Juni 1907.)

Ein einfaches Wassergebläse zum Betriebe von Gebläselampen.

Von R. W. Wood.

Zum Betriebe von Gebläselampen mit Hilfe von Saugpumpen sind zahlreiche Anordnungen auf den Markt gebracht worden. Soweit ich habe beobachten können, schicken die meisten von ihnen ein Gemisch aus Luft und Wasser unter Druck in einen geschlossenen Zylinder, worauf das Wasser dann unten abfließt. Wenn sie nicht sehr sorgfältig eingestellt werden, so füllen sie sich sehr leicht mit Wasser und senden dann einen kalten Wasserstrahl gegen das Glas, welches in der Gebläseflamme bearbeitet wird. Im Verlaufe meiner Versuche über die Temperaturstrahlung des Joddampfes[1]) hatte ich gelegentlich eine Gebläselampe in ununterbrochenem achtzehnstündigen Betriebe zu verwenden. Für diesen Zweck ersann ich nun den sehr einfachen und befriedigend arbeitenden Apparat, der hier abgebildet ist. Seine Arbeitsweise ist so klar, daß eine Beschreibung beinahe überflüssig ist.

In einem oben offenen Zinngefäß von 80×20 cm ist ein kleineres unten offenes Gefäß fest angebracht. Der Deckel des inneren Gefäßes ist mit einem Rohr für den Austritt der Luft versehen, welche mit dem Wasser zusammen durch eine oder mehrere in den Deckel eingelötete Saugpumpen dem Gefäße zugeführt wird. Das Wasser fließt über den Rand des Gefäßes in einen Ablauf. Der höchste erreichbare Luftdruck kann offenbar nicht mehr als 80 cm Wasser betragen. Das ist indessen für die meisten Zwecke ausreichend. Falls die Gebläselampe eine stärkere Luftzufuhr erfordern sollte, wird man zwei gleichzeitig arbeitende Saugpumpen benutzen müssen. Es leuchtet ein, daß dieser Apparat unmöglich Wasser in die Gebläselampe schicken kann.

Johns Hopkins University, Juni 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. Juni 1907.)

Die Temperaturstrahlung des Joddampfes.

Von R. W. Wood.

Herr Fredenhagen[1]) behauptet, durch gewisse Versuche den Nachweis erbracht zu haben, daß das diskontinuierliche Spektrum, welches auf eine Temperatur von 1000° bis 1200° C erhitzter Joddampf zeigt, nur dann erscheint, wenn der Dampf ungleichmäßig erhitzt wird, mit anderen Worten, wenn ein Temperaturgefälle vorhanden ist. In einem später erschienenen Aufsatze[2]) hat dann Herr Reinganum gegen diesen Schluß Einwände erhoben, die sich zum Teil auf einige meiner Versuche stützen, aus denen hervorging, daß das diskontinuierliche oder Bandenspektrum nur dann auftrat, wenn die strahlende Schicht dünn, das heißt ungefähr 0,5 mm stark, war.

Dieser Einwand scheint mir wohl begründet zu sein, und es scheint mir auch gut, darauf hinzuweisen, daß auch aus einem anderen Grunde unter den Versuchsbedingungen des

1) Siehe nachstehende Mitteilung.

1) Diese Zeitschr. **8**, 89—91, 1907.
2) ebenda, **8**, 182—183, 1907.

Herrn Fredenhagen ein kontinuierliches Spektrum zu erwarten ist. Herr Fredenhagen benutzte nämlich eine lange Röhre, die er in einem elektrischen Ofen erhitzte, also unter Bedingungen, angenähert ähnlich denen, bei welchen ein Körper einem vollkommen schwarzen Körper gleichwertig wird. Es ist kaum möglich, daß eine größere, ursprünglich von der weißen heißen Wandung des Ofens ausgehende Strahlungsmenge nicht infolge von Reflektion an den Enden der Jodröhre oder infolge der Durchlässigkeit des Dampfes — doch den Spalt des Spektroskops erreichen sollte.

Ich habe im Laufe des vergangenen Winters den Versuch mit dem Quarzgefäß und dem kapillaren Ansatzrohr wiederholt und dabei höhere Dispersion angewandt. Es ist mir denn auch gelungen, photographische Aufnahmen des Spektrums der Temperaturstrahlung zu erhalten, auf welchen die kannelierten Banden ganz deutlich in Linien aufgelöst sind, und zwar so, daß die hellen Linien zum größten Teil mit den dunklen Linien des Absorptionsspektrums zusammenfallen. Im Herbst beabsichtige ich, das Spektrum in seiner Beziehung zum Fluoreszenzspektrum genauer zu untersuchen. Im vorliegenden Falle benutzte ich einen großen Spektrographen mit drei Prismen aus schwerem Flintglas von je 60° brechendem Winkel und je 10 cm Höhe. Das Objektiv der Kamera war auf Bestellung von der Firma Cooke & Co. in York gefertigt worden. Es hatte eine lichte Apertur von 9 cm und eine Brennweite von 1 m.

Die hochgradig ausgepumpte Quarzröhre mit dem Jod wurde durch einen kleinen Bunsenbrenner erhitzt und die Kapillare mit Hilfe einer Gebläselampe auf Weißglut gehalten. Die Gebläselampe wurde mit dem sehr einfachen Wassergebläse betrieben, welches ich in der vorangegangenen kleinen Notiz beschrieben habe. Die Expositionsdauer betrug 18 Stunden. Es kann jedenfalls kein sehr beträchtliches Temperaturgefälle in der Kapillaren bestanden haben, denn diese wurde vollständig von der Gebläseflamme eingehüllt, und wegen der geringen Lichtweite der Kapillaren kann zwischen ihr und der Kugel, wenn überhaupt, so doch jedenfalls nur ein sehr geringer Austausch von Joddampf stattgefunden haben. Meines Erachtens ist vollkommen festgestellt, daß Joddampf bei hoher Temperatur ein Bandenspektrum aussendet, welches mit großer Annäherung das Gegenbild des Absorptionsspektrums ist und gleich diesem in feine Linien aufgelöst werden kann.

Johns Hopkins University, 10. Juni 1907.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 25. Juni 1907.)

Über ultraviolettes Licht durchlassende Gläser.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von C. Fritsch.

Einige mit Herrn F. A. Lindemann gemeinsam unternommene Untersuchungen von Absorptionsspektren führten zu dem Ergebnis, daß Borsäureanhydrid qualitativ keine mit einem Quarzspektrographen nachweisbare Absorption kurzwelligen Lichtes besitzt. Es lag der Gedanke nahe, Borsäureanhydrid vielleicht als optisches Material, insbesondere als Ersatz des nicht mehr käuflichen Flußspates oder des durch seine kristallinische Beschaffenheit häufig störenden Quarzes zu verwenden, was jedoch durch die hygroskopischen Eigenschaften des Borsäureanhydrids wesentlich erschwert werden dürfte. Durch geeignete Zusätze hofften wir indessen zu haltbareren Präparaten zu kommen.

Das Naheliegendste war, hierzu den in den in Frage kommenden Spektralbereichen hervorragend durchlässigen Flußspat zu verwenden. Die Schmelzen wurden bei den ersten Versuchen in Porzellantiegeln hergestellt, wobei sich jedoch der Boden des Tiegels löste und an Stelle desselben ein stark ultraviolett-durchlässiges Glas zurückblieb.

Die folgenden im Anschlusse hieran im Platintiegel vorgenommenen Versuche, bei welchen wir Gemenge von B_2O_3, $CaFl_2$ und Al_2O_3 (Si-Verbindungen wurden vermieden) als Ausgangsmischungen verwendeten, führten zu mehr oder weniger zähen und undurchsichtigen Flüssen. Durch probierendes Ab- und Zugeben der drei Ausgangssubstanzen gelang es, Gläser herzustellen, die eine außerordentlich hohe Durchlässigkeit besaßen.

Ein derartiges, auf einem Platinblech gegossenes, nicht einmal geschliffenes Stück vor den Spalt des Quarzspektrographen gebracht, erlaubte die kürzesten Wellenlängen der Ederschen Zn, Pb, Cd-Legierung hindurchzuphotographieren, und bei längerer Expositionsdauer erhielten wir noch die an der Grenze der Leistungsfähigkeit der Quarzapparate liegende Aluminiumlinie 1852 Å.-E.

Bei den so hergestellten Gläsern bildete sich jedoch noch ziemlich viel undurchsichtige Substanz, die gewöhnlich um das Glas herumsaß.

Die von mir allein fortgesetzten Versuche, die die Bedingungen, unter denen die Glasflüsse entstehen, genauer ermitteln sollten, führten zu nachstehenden Resultaten, wobei immer ganz klares, für kurzwelliges Licht durchlässiges Glas entsteht und die ich hier als Rezept mitteile. Es wurden 6 gr käuflicher $CaFl_2$ mit 14 gr. B_2O_3 (Acidum boricum fusum) in Pulverform gemischt und in einem Leuchtgasgebläse im Platintiegel geschmolzen.

Wärmeverluste konnten durch Tonzellen, Elementezellen, die über den das Gemenge enthaltenden Tiegel gestellt wurden, hinreichend vermieden werden.

Während der Erwärmung entweicht ein stechend riechendes Gas, wahrscheinlich Bortrifluorid.

Die entstehende glasklare, dünnflüssige Schmelze kann auf einem nicht erhitzten Platin- (auch anderem) Bleche ausgegossen werden und zerspringt bei Vermeidung allzu heftiger Abkühlung fast gar nicht. Bei den angegebenen Mengenverhältnissen wurden häufig dicke Stücke von fast Talergröße erhalten, die keinen einzigen Riß zeigten.

Bei zu langem Glühen entsteht eine kristallinische weiße Masse.

Kleine Zusätze von Al_2O_3 vermehrten die Absorption qualitativ nicht. Sie wurden bloß gleichzeitig mit durchprobiert, da später ihr Einfluß auf die Dispersion ermittelt werden soll.

Weitere Versuche insbesondere mit anderen analogen Fluorverbindungen hoffe ich demnächst vornehmen zu können.

(Eingegangen 2. Juli 1907.)

BESPRECHUNGEN.

E. Grimsehl, Experimentelle Einführung der elektromagnetischen Einheiten. (Abhandlungen zur Didaktik und Philosophie der Naturwissenschaft. II. Band. 2. Heft.) [Sonderhefte der Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht.] gr. 8. 41 S. mit 23 Abbild. Berlin, Jul. Springer. 1907. M. 1.60.

Grimsehl versteht es bekanntlich meisterlich, einzelne Kapitel der Physik für den Unterricht auszuarbeiten, und so bietet er auch hier wieder eine mit ausgezeichnetem Geschick arrangierte Reihe von zielbewußten Versuchen, mittels deren die elektromagnetischen Einheiten und Grundbegriffe auf Grund ihrer wissenschaftlichen Definition in den Unterricht eingeführt werden können. Auf Einzelheiten einzugehen verbietet der beschränkte Raum, doch soll nicht unterlassen werden, die kleine Monographie allen Lehrern der Physik aufs angelegentlichste zu empfehlen. E. Bose.

(Eingegangen 9. März 1907.)

A. Findlay, Einführung in die Phasenlehre und ihre Anwendungen. (Handbuch der angewandten physikalischen Chemie. VI. Band.) [Deutsch von G. Siebert.] gr. 8. VII u. 224 S. mit 134 Abbildungen im Text und 1 Tafel. Leipzig, Joh. Ambr. Barth. 1907. M. 10.—, gebunden M. 11.—.

Die Findlaysche Einführung in die Phasenlehre ist im wesentlichen eine Übertragung des unter dem Titel „The Phase rule and its Applications" in Ramsays „Textbooks of the physical Chemistry" erschienenen Werkes ins Deutsche, ist jedoch bis auf die neueste Zeit ergänzt sowie durch Ausmerzung einiger Mängel der englischen Ausgabe vervollkommnet. Als elementare Einführung in den Gegenstand verdient das Findlaysche Buch namentlich die Beachtung chemischer Kreise.

E. Bose.

(Eingegangen 9. März 1907.)

K. Roesen, Lehrbuch der Physik zum Gebrauche für die oberen Klassen höherer Lehranstalten. 8. X u. 380 S. mit 328 Abbildungen. Leipzig, O. Leiner. 1906. M. 4.—, gebunden M. 4.60

— dasselbe. Ergänzungsheft. 8. 68 S. mit 61 Abbildungen. Ebenda. M. —.90, gebunden M. 1.20

Auf die in dieser Zeitschrift (7, 479, 1907) besprochene „Unterstufe" hat der Verfasser nunmehr ein Lehrbuch der Physik für die oberen Klassen folgen lassen. Die nämlichen Vorzüge, welche damals rühmend hervorgehoben wurden, insbesondere eine erfreuliche Klarheit der Darstellung und ausgiebige Verwendung experimenteller Hilfsmittel, zeichnen auch den vorliegenden Band in vollem Maße aus. Da der Verfasser auch den Errungenschaften moderner Wissenschaft und Technik gerecht zu werden bemüht ist, so ist es wohl begreiflich, daß der in dem Buche verarbeitete Stoff, so präzis und kurz er auch gefaßt ist, sehr reich, ja überreich erscheint und wohl kaum im Unterrichte in vollem Umfange wird erledigt werden können. Allein der Verfasser rechnet auch selbst damit, daß der sein Buch benutzende Lehrer manches flüchtig übergehen wird, um dies nach seiner Neigung und nach Veranlagung der Schüler reicher auszugestalten.

Längere mathematische Ableitungen hat der Verfasser in einem besonderen „Ergänzungsheft" zusammengestellt, ähnlich wie das Höfler in der großen Ausgabe seines Lehrbuches getan hat. — Eine treffliche und bei aller Kürze sehr anschauliche Darstellung der mathematischen Geographie und Astronomie hat Wirtz dem Roesenschen Werke als Anhang beigefügt.

Behrendsen.

(Eingegangen 1. Mai 1907.)

B. Weinstein, **Die philosophischen Grundlagen der Wissenschaften.** Vorlesungen, gehalten an der Universität Berlin. 8. XIV u. 543 S. Leipzig, B. G. Teubner. 1906. Gebunden M. 9.—

Die seit mehreren Jahren wieder in Schwung gekommene Beschäftigung mit naturphilosophischen Fragen hat dazu geführt, die erkenntnistheoretischen Grundlagen der Naturwissenschaften überhaupt von neuem zu untersuchen und die Jünger der verschiedensten Wissenszweige mit den Hauptzügen dieser Untersuchungen bekannt zu machen. Mehrfach schon (wir erinnern an Mach, Ostwald, Frenzel u. a.) wurden die in diesem Sinne gehaltenen Vorlesungen in Buchform herausgegeben und so liegt in dem Weinsteinschen stattlichen Bande abermals eine solche Vorlesungspublikation vor, dazu bestimmt, Laien wie Fachgelehrte in das besagte Gebiet einzuführen. Mit Aufgabe jeglichen philosophischen Jargons hat der Verfasser es verstanden, das sicherlich hochinteressante Gebiet in klarer Sprache zu erschliessen. Die äußere Form des „Vortrages" wurde in dem Buche beibehalten. Der Ausdruck erscheint daher eher zu breit als zu knapp, was der Verständlichkeit nur zugute kommt. Man nimmt dabei eine etwas rhetorische Phrasierung nicht ungern in den Kauf.

Der Inhalt des sicherlich sehr anregenden Buches ist reich, in dem Maße, daß wir an dieser Stelle darauf verzichten müssen, eine Übersicht über denselben zu geben. Hinsichtlich der Auffassung von Energie und Substanz — ein springender Punkt bei modernen naturphilosophischen Erörterungen — soll nur erwähnt werden, daß der Verfasser Energie als etwas betrachtet, was nur „durch Vorgänge und in solchen aktiv besteht". Sonst existiert sie nicht als ein „Besonderes" in der Welt, wie die Substanz, die auch ohne Vorgänge als vorhanden gedacht werden könne.

Die Endumwandlung aller Energieformen in Wärme oder gar in eine bestimmte Form potentieller Energie, womit ein Hinsterben der Welt verbunden wäre, weist der Verfasser als nicht denknotwendig und absolut sicher zurück. Es könnten ja „Vorgänge möglich sein, mittels deren auch Wärme sich vollständig in andere Energien umwandeln ließe" (S. 435). Auch steht dieser Gedanke eines Welttods im Widerspruch mit der Auffassung Kants, die sich sehr wohl mit dem Prinzip von der Erhaltung der Energie vereinigen lasse.

Überhaupt steckt in Weinstein im Grunde durchaus ein Kantianer (wenn er sich auch bestrebt, „keinem bestimmten Systeme zu folgen"), der seine Aprioristik nicht dem Zugeständnis einer völligen Erfahrungsbegrifflichkeit hingeben möchte.

Behrendsen.

(Eingegangen 1. Mai 1907.)

Tagesereignisse.

Von der Knust-Stiftung in Leipzig wird für das Gebiet **Chemie** folgende Preisarbeit ausgeschrieben:

Bestimmung von Molekulargrößen in Lösungen bei extrem hohen wie niedrigen Temperaturen.

Die Arbeit ist bis zum 24. Juni 1910 einzuliefern und muß in deutscher Sprache von solchen, die auf der Leipziger Universität studieren oder studiert haben, abgefaßt sein.

Die näheren Bedingungen teilt der derzeitige Dekan der Philosophischen Fakultät der Universität Leipzig, Herr Geheimer Hofrat Professor Dr. E. Beckmann, mit.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Ing. W. Petersen und Dr. Ing. Rudolf Goldschmidt für Elektrotechnik, an der Technischen Hochschule Berlin Dipl.-Ing. Georg von Hanffstengl für Maschinenkunde insbesondere Transportmaschinen, an der Universität Straßburg Dr. Hermann Fecht für Chemie, an der Universität Leipzig Dr. Adolf Sieverts für Chemie, an der Universität Heidelberg Dr. August Kopff für Astronomie, an der Universität Wien Dr. Lothar Schrutka Edler v. Rechtenstamm für Mathematik, an der Universität Göttingen Dr. O. Toeplitz für Mathematik.

Ernannt: Der Privatdozent an der deutschen Universität Prag Dr. J. Kirpal zum a. o. Professor, der a. o. Professor der Physik, Astronomie und Meteorologie an der Universität Tübingen Dr. Karl Waitz zum ord. Honorarprofessor, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Karl Wieghardt zum ord. Professor für höhere Mathematik und Mechanik an der Technischen Hochschule Hannover, der Dozent für Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Artur Binz zum Professor ebenda, der Privatdozent an der Universität Basel Dr. Marcel Großmann zum Professor für darstellende Geometrie an der Technischen Hochschule Zürich.

Verliehen: Dem Professor für organische Chemie an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Julius Bredt der Titel eines Geheimen Regierungsrates, dem Observator am Astrophysikalischen Observatorium zu Potsdam Dr. Gustav Eberhard das Prädikat Professor.

Gestorben: In Slough der Astronom Alexander Herschel, ehrenhalber Professor der Physik am Durham College, der a. o. Professor für Astronomie an der Universität Kiel und Herausgeber der Astronomischen Nachrichten Dr. Heinrich Kreutz, der Entdecker des Anilins William Henry Perkin PhD. FRS in London, der Astronom Dr. Ernst Kayser in Danzig.

Gesuche.

Für das **Physikalische Institut** der **Technischen Hochschule** zu Darmstadt werden zum Herbst d. J. zwei

Assistenten

(promovierte Physiker) **gesucht.** Bewerbungen sind zu richten an

Prof. Dr. K. Schering,
Darmstadt, Hochschul-Straße 2.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.